

Bestimmung des bodennahen Wasserdampfgehaltes
der Luft und seines vertikalen Gradienten
aus Absorptionsmessungen im nahen Infrarot

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung der Doktorwürde

der

Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Ludwig-Maximilians-Universität

zu München

vorgelegt

von

Friedrich-Wilhelm Bertram

aus Kassel

April 1965

1. Berichterstatter: Prof. Dr. F. Möller

2. Berichterstatter: Prof. Dr. J. Brandmüller

Tag der mündlichen Prüfung: 26. Mai 1965

**Bestimmung des bodennahen
Wasserdampfgehaltes der Luft und seines vertikalen
Gradienten aus Absorptionsmessungen im nahen Infrarot**

Von

FRIEDRICH - WILHELM BERTRAM

Meteorologisches Institut der Universität, München

Mit 12 Abbildungen

(Eingegangen am 2. Mai 1965)

	Seite
Zusammenfassung	188
1. Einleitung	189
1.1. Feuchtemessungen zur Bestimmung des vertikalen Wasserdampfstromes in Bodennähe	189
1.2. Die optische Feuchtemessung	190
1.3. Historisches zur Absorptionsmethode	191
2. Die Apparatur	192
2.1. Meßprinzip	192
2.2. Aufbau und Wirkungsweise der Apparatur	193
3. Erwarteter Meßeffect, Filterauswahl und Eichung	197
3.1. Der Meßplatz	197
3.2. Größenordnung der meteorologischen Parameter	197
3.3. Auswahl des geeigneten Spektralbereiches	199
3.4. Transmissionsmessungen mit Interferenzfiltern	202
3.5. Eichung	203
3.6. Eichfehler	205
4. Diskussion der Meßfehler	206
4.1. Der Einfluß von Druck- und Temperaturänderungen sowie des CO_2 -Gehaltes der Luft	207
4.2. Der Einfluß von Schwankungen der Lampentemperatur und des Extinktionskoeffizienten	208
4.2.1. Untersuchung des Eichfaktors C	208
4.2.2. Untersuchung des Eichfaktors C_A	210
4.3. Refraktionsbedingte Fluktuationen	211
4.3.1. Frühere Arbeiten über atmosphärische Szintillationen	212
4.3.2. Eigene Untersuchungen	212
5. Ergebnisse	214
5.1. Registrierbeispiele	214
5.2. Meßgenauigkeit der Anordnung und Verbesserungsvorschläge	216
5.3. Prinzipielle Grenzen der Transmissionsmethode	216
6. Schluß	218
Literatur	219

Zusammenfassung

Es wird eine Apparatur beschrieben, die es gestattet, die absolute Feuchte der Luft und ihren vertikalen Gradienten in Bodennähe integriert über eine 50 m lange Strecke zu messen. Dazu wird die Absorption infraroter Strahlung in der Ω -Bande des Wasserdampfes mit Hilfe zweier Interferenzfilter bestimmt. Damit geringe vertikale Feuchteunterschiede noch gemessen werden können, durchläuft Strahlung einer Lichtquelle die Meßstrecke abwechselnd in zwei verschiedenen Höhen parallel zum Boden. Die Intensitätsdifferenz zwischen den beiden Meßniveaus wird über einen Detektor direkt registriert.

Zur Eichung dienen zwei registrierende Psychrometer auf der Mitte der Meßstrecke.

Die apparativ und meteorologisch bedingten Fehlerquellen werden untersucht. Als genauigkeitsbegrenzende Effekte wirken bei der gegenwärtigen Anordnung die turbulenten Schwankungen des Refraktionsindex der durchstrahlten Luft. Zu ihrer Ausschaltung wird ein technischer Kunstgriff vorgeschlagen. Die Meßgenauigkeit wird dann endgültig begrenzt durch Fluktuationen der Temperatur und des Extinktionskoeffizienten (der Sichtweite) auf dem Meßweg. Unter vereinfachenden Voraussetzungen wird eine Formel über die Abhängigkeit der rauschäquivalenten absoluten Feuchte von der Sichtweite und der absoluten Feuchte angegeben. Daraus geht für die hier benutzte Weglänge und Filterkombination hervor, daß die Transmissionsmethode bei Sichtweiten oberhalb 500 m dem Psychrometer an Genauigkeit überlegen ist.

1. Einleitung

1.1. Feuchtemessungen zur Bestimmung des vertikalen Wasserdampfstromes in Bodennähe

Im Rahmen der Untersuchungen zum Wärme- und Wasserhaushalt der bodennahen Luftschicht, die seit 1951 am Meteorologischen Institut der Universität München unter forstwissenschaftlichen Aspekten durchgeführt werden, interessiert besonders das Problem der Verdunstung natürlicher Oberflächen.

Zur Bestimmung der Verdunstung auf kleinem Raum dienen außer den lysimetrischen Verfahren verschiedene Methoden, bei denen neben anderen meteorologischen Parametern die Luftfeuchtigkeit gemessen werden muß. Bei der direkten Messung des turbulenten Wasserdampfstromes zum Beispiel, die W. C. SWINBANK (1951) erstmals praktisch durchführte, werden die Feuchtefluktuationen gleichzeitig mit denen der vertikalen Windgeschwindigkeit registriert und rechnerisch oder instrumentell miteinander verknüpft. Bei den Methoden, welche die von W. SCHMIDT (1923) eingeführte Transportgleichung benutzen, wird aus Messungen in verschiedenen Höhen der *vertikale Feuchtegradient* bestimmt. Die Transportgleichung für Wasserdampf lautet

$$W = A \frac{dq}{dz}, \quad (1.1)$$

worin q die spezifische Feuchte, z die Höhe über dem Boden, A den Austauschkoeffizienten und W den Wasserdampfstrom bedeuten. Gibt man q in g_{H_2O}/g_{Luft} an, z in cm und A in $g_{Luft} \text{ cm}^{-1} \text{ min}^{-1}$, so folgt für W die Dimension $g_{H_2O} \text{ cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$. W ist bei Kondensation am Boden positiv, bei Verdunstung negativ. Der Austauschkoeffizient muß indirekt erschlossen werden. Das von THORNTHWAITE und HOLZMAN (1939) angegebene und durch HALSTEAD (1954) verbesserte Verfahren bedient sich hierzu des vertikalen Windprofils und führt auf einen Ausdruck der Form

$$W = c \frac{(u_2 - u_1)(q_2 - q_1)}{(\ln z_2/z_1)^2}.$$

Außer der spezifischen Feuchte muß daher die horizontale Windgeschwindigkeit u in zwei verschiedenen Höhen registriert werden. Das Verfahren nach SVERDRUP (1936) benötigt zur Bestimmung des Verdunstungswärmestromes die Strahlungsbilanz des Erdbodens, den Bodenwärmestrom, den vertikalen Temperaturgradienten und den Feuchtegradienten.

Allen diesen Verfahren haftet ein gemeinsamer Mangel an: Die Meßwerte, die von dem verwendeten Instrumentensatz an einem festen Ort geliefert werden, sind nicht repräsentativ für ein größeres zu untersuchendes Gebiet. Größe und Herkunft des Luftvolumens, dessen Temperatur, Feuchte und Bewegungsgröße gemessen werden, hängen ab von der Windgeschwindigkeit, von der Windrichtung und von der Trägheit der Meßfühler. Wenn das Psychrometer zum Beispiel in Lee eines besonders feuchten Wiesenstückes aufgestellt ist, dann werden dauernd Turbulenzkörper mit überdurchschnittlichem Wasserdampfgehalt an ihm vorbeiziehen. Untersuchungen hierüber sind von E. FRANKENBERGER (1951) am Funkturm Quickborn angestellt worden. Über einem Waldbestand ist jeder Baumgipfel eine individuelle Feuchtequelle, so daß das Meßergebnis hier ganz besonders vom Meßplatz beeinflußt wird.

Den Mikroklimatologen interessieren jedoch die mittleren Verhältnisse für einen mehr oder weniger einheitlichen Pflanzenbestand, zum Beispiel ein Getreidefeld oder einen Buchen-

bestand, ein Moorgelände oder Weideland. Er kann sich dadurch behelfen, daß er eine bewegliche Apparatur benützt und den Bestand nacheinander Meßpunkt für Meßpunkt untersucht. Damit ist er jedoch der Möglichkeit beraubt, fortlaufende Registrierungen zu bekommen und in Korrelation mit anderen meteorologischen Parametern zu bringen, wie Windstärke und -richtung, Strahlungsbilanz im Tagesverlauf oder plötzlichen Strahlungsänderungen durch vorbeiziehende Wolken. Hierzu müßte er möglichst viele gleichartige Meßanordnungen über den Bestand verteilen, was zu erheblichem Aufwand an Installation, Eichung und Auswertung führt. SUOMI und TANNER (1958) versuchten diesem Aufwand dadurch zu entgehen, daß sie ihre Instrumente an einem 15 m langen horizontalen Ausleger rotieren ließen.

1.2. Die optische Feuchtemessung

In den letzten Jahren wurden von verschiedenen Verfassern optische Hygrometer entwickelt, bei denen die Absorption in den infraroten Banden des Wasserdampfes als Maß für die absolute Feuchte der Atmosphäre verwendet wird. Diese Instrumente integrieren über den optischen Meßweg. Es lag der Gedanke nahe, dieses Verfahren auch für direkte Gradientenmessungen anzuwenden.

Die Meßanordnung besteht jetzt aus einer Lichtquelle, deren Strahlungsintensität im Bereich der Wasserdampfbanden nach Durchlaufen der horizontalen Meßstrecke registriert wird.

Die in dieser Arbeit beschriebene Apparatur gestattet die Registrierung der streckenhaft integrierten absoluten Feuchte in einem Niveau und zugleich die Registrierung der Differenz der absoluten Feuchten auf zwei Strecken in zwei verschiedenen Höhen. An Hand dieser optischen Registrierung des Feuchtegradienten konnten außerdem reichhaltige apparative Erfahrungen für differentielle Transmissionsmessungen gesammelt werden.

Das Gebiet, dem die registrierte Wasserdampfmenge entstammt, wird jetzt außer vom Windvektor und der Trägheit der Registrieranordnung von der Länge der Meßstrecke festgelegt. Ein schematisiertes Beispiel möge den Unterschied zwischen der punktförmigen und der streckenweisen Messung verdeutlichen:

Der Wind möge mit einer Geschwindigkeit von 3 m/sec von Westen her den dicht über dem Boden aufgestellten *punktförmigen* Meßfühler anblasen, der eine Einstellzeit von 1 sec besitzt. Dann tragen zur Einstellung des Meßausschlages alle Turbulenzkörper bei, deren Wasserdampfgehalt bis zu einem Abstand von 3 m westlich vom Meßgerät am Boden entsteht. Die Ausdehnung dieses Bereiches in N—S-Richtung hängt von der Richtungsböigkeit des Windes ab. Liegt sie auch bei 3 m, so ergibt sich ein Einzugsgebiet von ca. 7 m² Fläche. Bei einer *Meßstrecke* von beispielsweise 100 m Länge, die in N—S-Richtung verläuft, und bei sonst gleichen Bedingungen ist das Einzugsgebiet ein 3 m breiter Streifen mit 300 m² Flächeninhalt.

In diesem Zusammenhang tritt ein weiterer Vorteil der Absorptionsmethode hervor. Die Trägheit des Meßvorganges wird allein durch die Art der Signalverarbeitung bestimmt und kann daher in weiten Grenzen variiert werden. Beim Psychrometer hingegen und bei den meisten anderen Feuchtemeßgeräten (z.B. dem Haarhygrometer oder dem Lithiumchlorid-Fühler) steht dieser „Freiheitsgrad“ nicht zur Verfügung, da zuerst eine gewisse Mindestmenge feuchter Luft an den Meßfühler herangebracht werden muß. Der darin enthaltene Wasserdampf oder ein Äquivalent dafür wird erst nach einer Aggregatzustandsänderung für den Meßvorgang wirksam. Bei tiefen Temperaturen und dementsprechend geringem Feuchte-

inhalt der Luft werden deshalb die Einstellzeiten lang (vgl. hierzu auch eine Bemerkung bei G. HOFMANN 1960, S. 3.9).

Darüber hinaus folgt der relative Meßfehler bei der Absorptionsmethode anderen Gesetzen als beim Psychrometer, wodurch insbesondere Möglichkeiten eröffnet werden, den Meßbereich nach geringen Feuchten hin zu erweitern.

1.3. Historisches zur Absorptionsmethode

Die Bandenabsorption des Wasserdampfes wurde erstmalig von F. E. FOWLE (1912, 1913, 1915) zur Bestimmung des Wasserdampfgehaltes sowohl in der Gesamtatmosphäre als auch auf horizontalen Meßstrecken benützt. Über die späteren Messungen mit der Sonne als Strahlungsquelle, die in Deutschland von F. HERZING (1937) fortgesetzt wurden, soll hier nicht im einzelnen berichtet werden. Hierüber informiert zusammenfassend H. QUENZEL (1965). Messungen mit horizontalen Wegstrecken wurden erst in unserer Zeit wieder aufgenommen, seit sich der Aufwand eines Spektrographen durch Interferenzfilter umgehen läßt. Hier soll kurz auf einige Hygrometer eingegangen werden, die nach dem Muster von FOWLE die Strahlungstransmission in einer Wasserdampfbande mit der Transmission in einem atmosphärischen „Fenster“ vergleichen. Alle diese Geräte arbeiten mit Interferenzfiltern.

In den USA befassen sich seit 1943 L. W. FOSKETT und seine Mitarbeiter mit der Konstruktion solcher Infrarot-Hygrometer. Dabei wird meistens eine Nullmethode der folgenden Art angewendet: Die Signale für Banden- und Fensterwellenlängen werden in zeitlichem Wechsel auf ein und denselben Strahlungsempfänger gegeben. Das entstehende Wechselspannungssignal wird verstärkt und steuert einen Servomechanismus, der durch Eingriff an anderer Stelle dafür sorgt, daß Meß- und Referenzsignal gleich groß bleiben. Die Stärke des Eingriffes wird dann als Maß für den Wasserdampfgehalt auf der Absorptionsstrecke registriert.

Das Gerät von FOSKETT, FOSTER, THICKSTUN und WOOD (1953) benutzt einen 1 m langen Lichtweg, zwei Interferenzfilter für $1,37\ \mu\text{m}$ und $1,24\ \mu\text{m}$ und einen Bleisulfid-Photowiderstand. Zum Intensitätsabgleich wird die Lampenhelligkeit variiert; die Abgleichwirkung kommt dadurch zustande, daß sich die beiden Strahlungsintensitäten nach dem PLANCKschen Gesetz verschieden stark mit der Temperatur der Lampe ändern. Das Hygrometer von R. C. WOOD (1958, 1964) (Lichtweg 12 Zoll, Wellenlängen $2,6\ \mu\text{m}$ und $2,43\ \mu\text{m}$) arbeitet in der Flanke der $2,7\ \mu\text{m}$ -Bande und benutzt einen Graukeil als Abgleichelement. Als Maximalempfindlichkeit gibt WOOD an, daß sein Gerät bei absoluter Feuchte $a = 0,2\ \text{g/m}^3$ noch Variationen von $a' = 1\ \text{mg/m}^3$ nachweist; als Genauigkeitsangabe für Taupunkte über 0°C steht $\pm 0,25^\circ\text{C}$ (das ist bei $a = 5\ \text{g/m}^3$, $a' = \pm 0,15\ \text{g/m}^3$). Danach sollte sich das Woodsche Instrument vornehmlich bei Messungen in großen Höhen (Flugzeug) bewähren. Die Einstellzeit ist 5 Sekunden. Eine interessante Variante, das sogenannte vibrierende Filter, wird von STAATS, FOSKETT und JENSEN (1964) beschrieben: Hier wird mit einem einzigen Filter bei Referenz- und Bandenwellenlänge gemessen, unter Ausnutzung des Effektes, daß das Durchlässigkeitsmaximum des Filters sich von $1,345\ \mu\text{m}$ bei senkrechter Inzidenz auf $1,365\ \mu\text{m}$ bei schräger Inzidenz verschiebt. CRAMER und RECORD (1961) benutzten dieses Prinzip in einem schnell registrierenden Hygrometer, das bei der Untersuchung des Turbulenzspektrums der Feuchte eingesetzt wird.

Über ein „Long-Path Infrared Hygrometer“ berichten R. C. WOOD und C. B. JOHNSON (1960). Sie benützen Filter für $2,6\ \mu\text{m}$ und $2,35\ \mu\text{m}$ und erreichen auf einer freien Meßstrecke von 290 ft (= 88,5 m) eine Meßgenauigkeit von 5% der Gesamtfeuchte. In einer ähnlichen

Anordnung für Lichtwege zwischen 50 m und 3 km benützen W. G. TANK und E. J. WERGIN (1964) die Wellenlängen $1,9 \mu\text{m}$ und $2,2 \mu\text{m}$.

In der UdSSR stellte E. J. BOCHAROV (1959) theoretische Überlegungen zum Bau von Infrarot-Hygrometern an. Über ein praktisch durchkonstruiertes Instrument, das sich im wesentlichen an den Prototyp von FOSKETT anlehnt, berichtet L. G. ELAGINA (1962).

2. Die Apparatur

2.1. Meßprinzip

Wie bereits angedeutet, beruht das Verfahren darauf, daß die Transmission in einem Spektralbereich mit starker Wasserdampfabsorption verglichen wird mit der Transmission in einem danebenliegenden, vom Wasserdampf nahezu unbeeinflussten Spektralbereich.

Zur Aussonderung der geeigneten Wellenlängenbereiche dienen auch in der vorliegenden Apparatur Interferenzfilter. Diese Filter sind für das Gebiet zwischen $\lambda = 1 \mu\text{m}$ und $\lambda = 2 \mu\text{m}$ mit Durchlaßbreiten erhältlich, die den Breiten der Wasserdampfbanden ungefähr entsprechen. Sie eignen sich daher vorzüglich für den vorliegenden Zweck und wurden schon frühzeitig bei aktinometrischen Wasserdampfgehaltsbestimmungen eingesetzt. J. WERNER (1952) berichtet erstmalig über eine solche Verwendung von Interferenzfiltern.

Läßt man die Strahlung nach Durchlaufen der Absorptionsstrecke ein Filter passieren, dessen Durchlaßbereich mit einer Wasserdampfbande zusammenfällt (Bandenfilter), so nimmt die transmittierte Intensität mit zunehmender Wasserdampfmasse w ab. Passiert dieselbe Strahlung ein Filter, dessen spektrale Durchlässigkeit völlig außerhalb der Wasserdampfbanden liegt (Referenzfilter), so ist die transmittierte Intensität unabhängig von w .

Wie im Abschnitt 4.2. ausführlich dargelegt wird, ist der Quotient zweier so gemessener Intensitäten weitgehend unabhängig von Intensitätsänderungen, die andere Ursachen haben als die Absorption durch Wasserdampf. In erster Näherung gilt daher

$$Q = \frac{I(\text{Bande})}{I(\text{Referenz})} = f(w). \quad (2.1)$$

Vorversuche mit verschiedenen Filterkombinationen ergaben, daß sich die Funktionen $f(w)$ stückweise durch Exponentialfunktionen annähern lassen. (2.1) geht dann über in

$$Q = \frac{I(\text{Bande})}{I(\text{Referenz})} = C \cdot e^{-kw}. \quad (2.2)$$

Die Parameter C und k hängen vom Verhältnis der Filterdurchlässigkeiten und vom Gültigkeitsbereich der Annäherung ab. Ihre genaue Bestimmung wird Gegenstand weiterer Untersuchungen und der Eichung sein.

Die Registrierung von w ist damit auf die Registrierung zweier Intensitäten $I(\text{Bande})$ und $I(\text{Referenz})$ zurückgeführt. Dieses kann mit einer Registrieranordnung durch Austauschen der Filter in zeitlichem Wechsel geschehen.

Für den Fall zweier übereinander verlaufender Absorptionsstrecken mit den Wasserdampfmassen w_u im unteren Niveau und w_o im oberen Niveau, die mit sonst gleicher Anordnung (gleichem Filterpaar und gleicher Strahlenquelle) bestimmt werden sollen, ergibt sich nach (2.2) sinngemäß

$$Q_o = \frac{I(\text{Bande}, w_o)}{I(\text{Referenz}, w_o)} = C_o \cdot e^{-kw_o} \quad (2.3)$$

$$Q_u = \frac{I(\text{Bande}, w_u)}{I(\text{Referenz}, w_u)} = C_u \cdot e^{-kw_u}. \quad (2.4)$$

Der Quotient beider Funktionen wird

$$Q_{\Delta} = \frac{I(\text{Bande}, w_o)/I(\text{Referenz}, w_o)}{I(\text{Bande}, w_u)/I(\text{Referenz}, w_u)} = \frac{C_o}{C_u} e^{+k\Delta w}, \quad (2.5)$$

wobei $\Delta w = w_u - w_o$ ist. Δw kann also aus vier Intensitätsmessungen bestimmt werden. Zur besseren Übersicht seien folgende Abkürzungen eingeführt:

$$I(\text{Bande}, w_o) = I_{B,o}$$

$$I(\text{Referenz}, w_o) = I_{R,o}$$

$$I(\text{Bande}, w_u) = I_{B,u}$$

$$I(\text{Referenz}, w_u) = I_{R,u}$$

$$\Delta I_B = I_{B,u} - I_{B,o}$$

$$\Delta I_R = I_{R,u} - I_{R,o}$$

$$C_o/C_u = C_{\Delta}.$$

Der Ausdruck (2.3) ist im allgemeinen nur wenig von 1 verschieden und läßt sich aus Einzelmessungen nicht hinreichend genau angeben. Er ist jedoch äquivalent mit dem Quotienten

$$Q_{\Delta} = \frac{1 - \frac{\Delta I_B}{I_{B,u}}}{1 - \frac{\Delta I_R}{I_{R,u}}} = C_{\Delta} \cdot e^{+k\Delta w}. \quad (2.6)$$

Damit ist das Problem auf die Messung von ΔI_B , ΔI_R , $I_{B,u}$ und $I_{R,u}$ zurückgeführt.

Der Unterschied zwischen den Gl. (2.5) und (2.6) ist meßtechnisch bedingt: Die Differenzen ΔI sind klein gegenüber den Einzelwerten I , können aber durch höhere elektronische Verstärkung mit der gleichen relativen Genauigkeit erfaßt werden wie die Einzelwerte. Daraus resultiert eine erhöhte Meßgenauigkeit für die gleiche Größe $Q_{\Delta} = C_{\Delta} \cdot e^{k\Delta w}$. Der apparative Fehler ist also herabgesetzt und meteorologische Fehlerquellen lassen sich besser diskutieren.

2.2. Aufbau und Wirkungsweise der Apparatur

Die wesentlichen Teile der optischen Anordnung gibt Abb. 1 wieder. Sie sind in zwei Rahmengestellen untergebracht, die die Meßstrecke begrenzen. Ihr Zusammenwirken wird an Hand des Strahlenganges beschrieben.

Von der Lampe L ausgehend treffen die Strahlen auf ein vierseitiges oberflächenverspiegeltes Glasprisma, den „Verteilerspigel“ V . Die spiegelnden Seiten des Prismas sind ihrer Größe und Winkelstellung nach so bemessen, daß das Lichtbündel aufgespalten wird und die beiden Teilbündel jeweils die vorderen Hälften zweier Parabolspiegel P_u und P_o genau ausleuchten. L sitzt im gemeinsamen Brennpunkt beider Parabolspiegel; das Licht verläßt in Form zweier paralleler Strahlenbündel die beiden Hohlspiegel und durchläuft nach Umlenkung durch die beiden Planspiegel U_u und U_o die Meßstrecken s_u und s_o . Zwei Tripelspiegel T_u und T_o werfen das Licht unabhängig vom Einfallswinkel genau parallel zur Einfallsrichtung zurück. Das auftreffende Licht leuchtet nur die obere Hälfte des oberen und die untere Hälfte des unteren Tripelspiegels aus; bei der Reflexion tritt eine Strahlversetzung derart auf, daß das rückkehrende Licht jetzt die beiden verbleibenden Hälften der Parabolspiegel ausfüllt. Über die beiden rückwärtigen Seiten des Verteilerspiegels werden die Lichtbündel nun gemeinsam auf einer Milchglasscheibe M fokussiert. Diese bewirkt, daß die unmittelbar

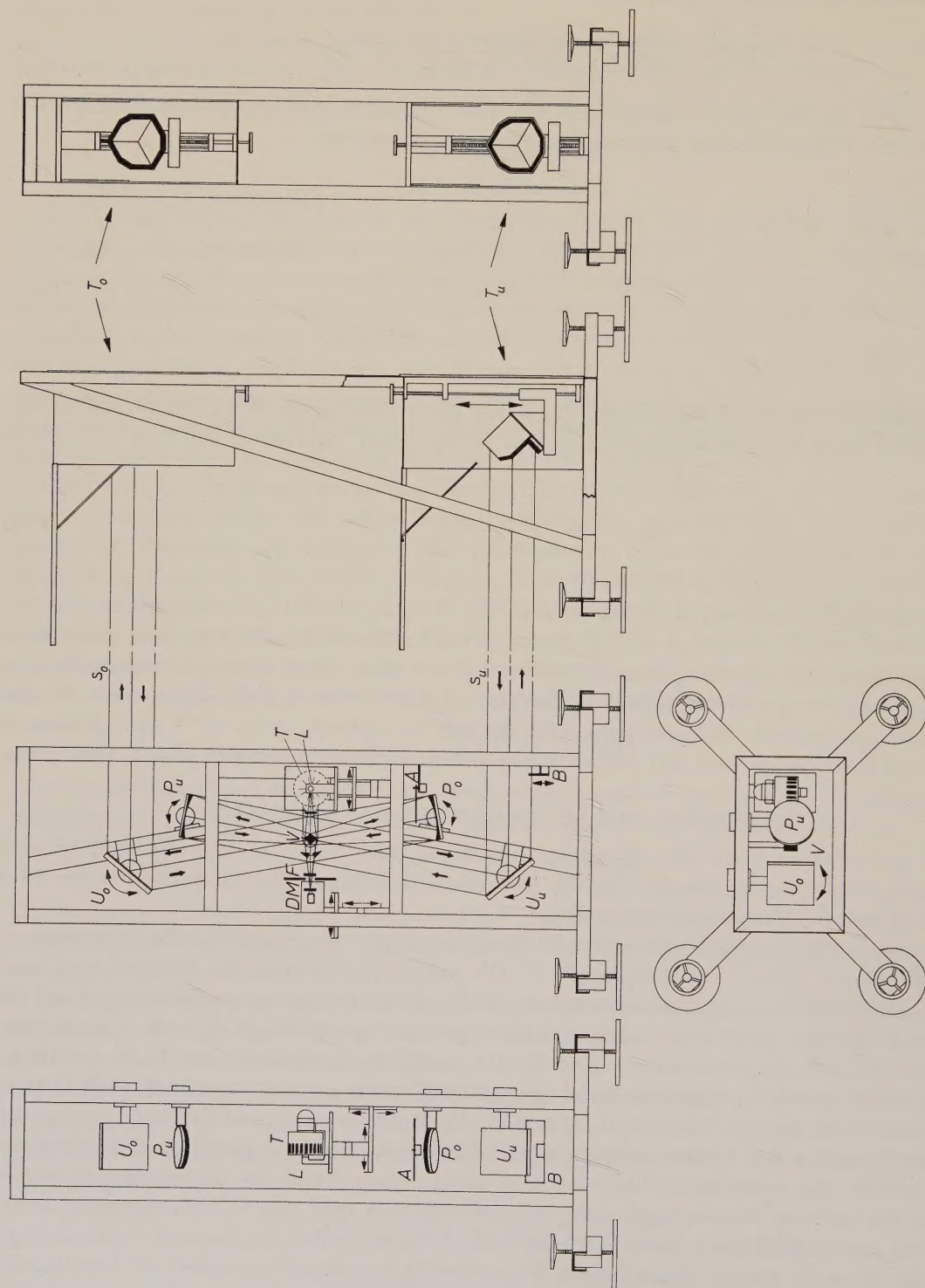


Abb. 1. Aufbau der Apparatur (vgl. Text)

dahinterliegende Detektoroberfläche D diffus beleuchtet wird, wodurch Inhomogenitäten in der Empfindlichkeit der Oberfläche unwirksam gemacht werden. Das Filter F befindet sich zwischen der Diffusorscheibe und dem Verteilerspiegel.

Die Lichtquelle L ist im Innern einer drehbar angeordneten zylindrischen Unterbrechertrommel T angebracht. Der Trommelmantel enthält einen Kranz von achsenparallelen Öffnungen und Stegen gleicher Breite. Die Zylinderachse liegt horizontal, parallel zu den Verteilerspiegelflächen und geht durch die Lichtquelle. Die Öffnungen und Stege sind so bemessen, daß sie die eine Verteilerspiegelhälfte (z.B. die obere) genau abschatten und gleichzeitig die andere (die untere) voll beleuchtet lassen können. Beim Weiterdrehen der Trommel vertauschen beide Strahlen ihre Rollen. So fällt auf den Detektor abwechselnd Licht von der oberen und der unteren Meßstrecke ein. Das pulsierende optische Signal erzeugt am Detektorausgang eine Wechselspannung, deren Frequenz ein Vielfaches der Drehgeschwindigkeit der Trommel ist und deren Amplitude von der Differenz der Intensitäten im oberen und unteren Strahlengang abhängt.

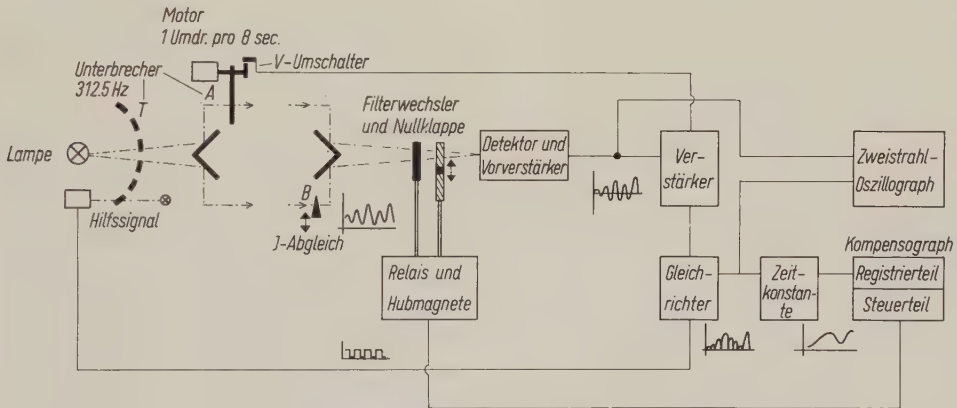


Abb. 2. Blockscha der Gesamtanlage

Die Trommel hat 25 Öffnungen und Stege und rotiert mit 750 U/min. Daraus resultiert eine Frequenz von 312,5 Hz für das Signal. Die Wechselspannung wird einem Selektivverstärker mit phasenempfindlicher Gleichrichtung zugeführt. Der Mechanismus der Gleichrichtung erfordert ein Hilfssignal mit der gleichen Frequenz wie das Meßsignal. Dieses Hilfssignal wird ebenfalls von der Unterbrechertrommel erzeugt. Das verstärkte und gleichgerichtete Signal ist der Differenz $\Delta I = I(w_u) - I(w_o)$ proportional und wird auf einem Kompensographen registriert. Wird der obere Strahlengang unterbrochen, so fällt auf den Detektor ein Wechsellignal, dessen Amplitude der vollen Intensität im unteren Strahlengang, $I(w_u)$, entspricht. Das Zusammenwirken der optischen und elektronischen Teile läßt sich an Hand der Abb. 2 verstehen.

Der Detektor kann mit vier verschiedenen Wechsellsignalen belichtet werden, je nachdem ob beide Strahlengänge oder nur der untere freigegeben sind und je nachdem, welches Filter eingeschaltet ist. Die Amplituden dieser Wechsellsignale entsprechen den vier Intensitätsgrößen

$$\begin{array}{ll} I(\text{Bande}, w_u), & I(\text{Referenz}, w_u), \\ \Delta I(\text{Bande}), & \Delta I(\text{Referenz}), \end{array}$$

die im Abschnitt 2.1 definiert wurden. Diesen sind sinngemäß die 4 Kompensographenausschläge A_B , A_R , ΔA_B und ΔA_R zugeordnet. Abb. 3 zeigt neben 3 Temperaturregistrierungen diese 4 Größen als Spuren eines 12fach-Punktdruckers.

Es herrscht nicht genau Proportionalität zwischen den Ausschlägen und den sie verursachenden Strahlungsintensitäten; jedoch läßt sich zeigen, daß die Quotienten genau den gesuchten Größen aus Gl. (2.4) und (2.6) entsprechen:

$$\frac{A_B}{A_R} = Q_u = C_u \cdot e^{-kw_u} \quad (2.7)$$

$$\frac{1 - \Delta A_B/A_B}{1 - \Delta A_R/A_R} = Q_A = C_A \cdot e^{+k\Delta w} \quad (2.8)$$

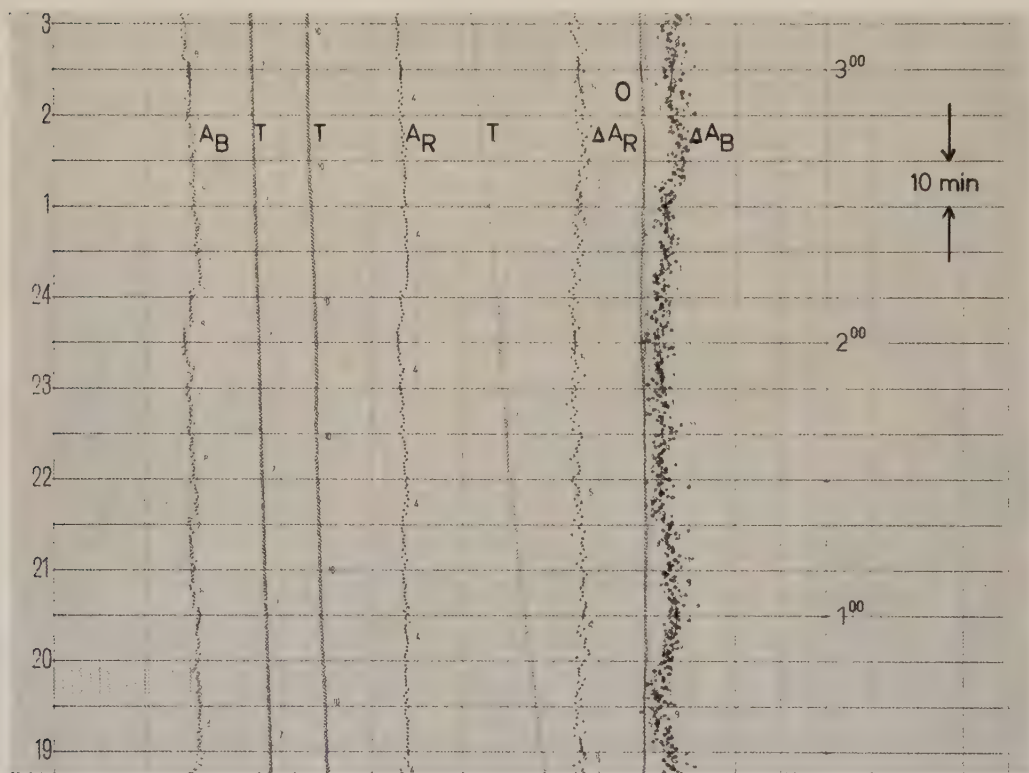


Abb. 3. Ausschnitt aus einer Originalregistrierung

Bei längeren Registrierungen ist es wünschenswert, die vier verschiedenen Meßvorgänge *automatisch* abwechseln zu lassen. Deshalb wurde oberhalb des Parabolspiegels P_0 eine Abdeckscheibe A angebracht, die, mittels Synchronmotor rotierend, den Strahl mit einer Periode von 8 Sekunden unterbricht. Der Detektor bekommt also 4 Sekunden lang ein ΔI -Signal und 4 Sekunden lang ein I -Signal vom unteren Strahlengang. Da ΔI sehr viel kleiner ist als I , wird jeweils der Verstärkungsgrad um einen Faktor 32 geändert. Dies geschieht automatisch über ein Relais am Verstärkereingang („ V -Umschalter“ in Abb. 2).

Die beiden Filter können mit Hilfe von Hubmagneten periodisch ausgetauscht werden, die der Kompensograph über Relais betätigt.

3. Erwarteter Meßeffekt, Filterauswahl und Eichung

3.1. Meßplatz

Der Meßplatz lag auf dem Gelände der meteorologischen Station beim Forschungsreaktor Garching, 18 km nördlich von München. Die Basisstation der Meßstrecke stand in einem abgeschlossenen, heizbaren Raum, auf einem erschütterungssicheren Betonsockel. Die Gegenstation stand im Freien, jedoch waren die Tripelspiegel durch Blechkästen vor Witterungseinflüssen geschützt. Sowohl die Basisstation, als auch die Tripelspiegel waren durch Fensterscheiben vom Außenraum getrennt. Die beiden Strahlen verliefen in 0,33 m und 2,05 m Höhe über kurzgehaltenem Rasen. Die freie Meßstrecke, das heißt der Abstand zwischen den Fensterscheiben bei Basis- und Gegenstation betrug 52,95 m, der freie Absorptionsweg wegen der zweifachen Durchstrahlung 105,9 m. Der gesamte Absorptionsweg zwischen Lampe und Detektor war 114,2 m lang.

3.2. Größenordnung der meteorologischen Parameter

Die Absorptionsmethode liefert als Feuchtemaß die absolute Feuchte a , denn es gilt

$$w = a \cdot l \cdot 10^{-4} \quad (3.1)$$

(w = Wasserdampfmasse in g/cm^{-2} , a in g/m^{-3} , l = Absorptionsstrecke in m).

Nimmt man einen Temperaturbereich von 0°C bis $+30^\circ\text{C}$ an, so bewegt sich die absolute Sättigungfeuchte zwischen 4,8 und $30,5 \text{ g m}^{-3}$. Für einen winterlichen Temperaturbereich von -20°C bis $+10^\circ\text{C}$ liegt a zwischen 0,9 und $9,4 \text{ g m}^{-3}$.

Die Differenz der absoluten Feuchte zwischen den beiden Meßhöhen, $\Delta a = a(0,33 \text{ m}) - a(2,05 \text{ m})$, läßt sich nicht so eindeutig voraussagen. Eine rohe Abschätzung kann gemäß

$$V = r \cdot A \cdot \frac{dq}{dz} \quad (3.2)$$

(r = Verdampfungswärme des Wassers, q = spezifische Feuchte, z = Höhe) aus Angaben über den Verdunstungswärmestrom V und den Austauschkoeffizienten A getroffen werden.

Für V wurde z. B. an einem klaren Sommermittag in der Nähe Münchens ein Wert von $0,7 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$ ermittelt (nach R. GEIGER 1961, S. 245 ff.). Nimmt man als Austauschkoeffizient in 2 m Höhe über Rasen $A = 360 \text{ g cm}^{-1} \text{ min}^{-1}$ an (aus Meßergebnissen der meteorologischen Station Garching), so liefert die Transportgleichung und die Beziehung

$$a = \varrho \cdot q \quad (3.3)$$

(ϱ = Luftdichte = $0,00129 \text{ g cm}^{-3}$) für den Feuchtegradienten $\frac{da}{dz} = 0,43 \text{ g m}^{-3} \text{ m}^{-1}$. Unter der Annahme, daß $\frac{\Delta a}{\Delta z} \approx \frac{da}{dz}$ ist, folgt daraus

$$\Delta a \approx 0,74 \text{ g m}^{-3}.$$

Aus Mangel an entsprechenden Angaben über V und A im Winter und bei Nacht lassen sich die unteren Grenzen auf diese Weise nicht ermitteln. In Abb. 4 sind deshalb zwei Tagesgänge für a und Δa im Sommer und im Winter dargestellt, die aus Psychrometerregistrierungen der meteorologischen Station Garching berechnet wurden (Δa gilt hier für die Höhen

0,2 m und 2,0 m). Hiernach bewegt sich Δa an dem heiteren Frühsommertag zwischen $-0,7$ und $+1,5 \text{ g m}^{-3}$, an dem Novembertag zwischen $-0,1$ und $+0,3 \text{ g m}^{-3}$.

Tab.1 faßt die Extremwerte aller dieser Größen in übersichtlicher Form zusammen.

Tabelle 1. *Extremwerte für die im Verlauf der Arbeit wichtigen meteorologischen Parameter*

Es bedeuten: a = abs. Feuchte in g m^{-3} ; ϑ = Lufttemperatur in $^{\circ}\text{C}$; T = Lufttemperatur in $^{\circ}\text{K}$; Δa , ΔT , $\Delta \vartheta$ = Differenzen von abs. Feuchte und Temperatur zwischen den Höhen 0,33 m und 2,05 m; a' und T' = Amplituden kurzperiodischer Fluktuationen der abs. Feuchte und der Temperatur

		ϑ	a	Δa	$\Delta a/a$	$\Delta \vartheta$	$\Delta T/T$	a'/a	T'/T
Sommertag	Max.	+ 30	30,5	+ 1,5	+ 0,131	+ 1,16	+ 0,0040	0,16	0,004
	Min.	$\pm$ 0	4,8	- 0,7	- 0,117	- 2,2	- 0,0075		
Wintertag	Max.	+ 10	9,4	+ 0,3	+ 0,042	+ 0,3	+ 0,0011		
	Min.	- 20	0,9	- 0,1	- 0,016	- 0,5	- 0,0019		

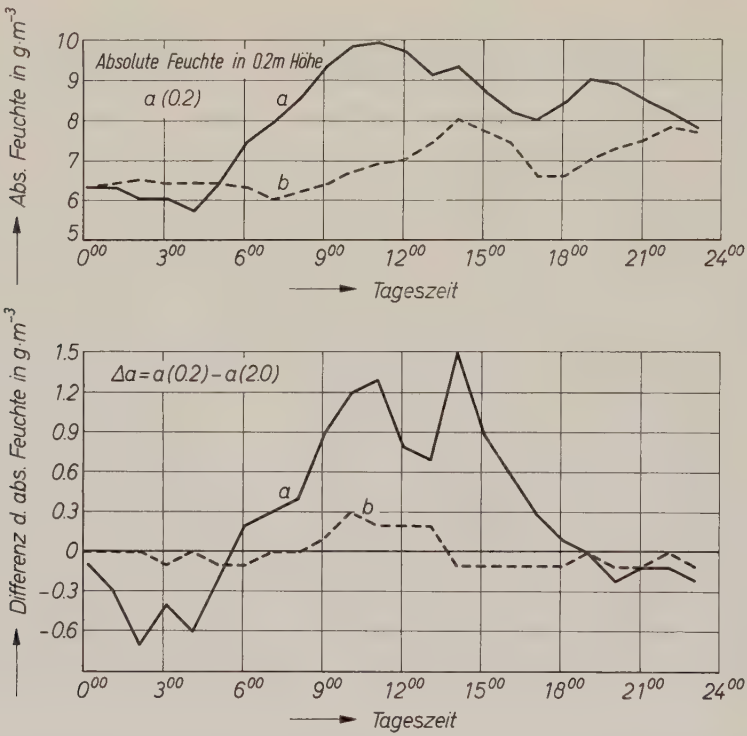


Abb.4. Tagesgänge der abs. Feuchte in 0,2 m Höhe, sowie der Differenz der abs. Feuchten in 0,2 m und 2,0 m Höhe, aus Psychrometermessungen. Kurven a : am 23. 5. 1964; Kurven b : am 25. 11. 1964 (Garching bei München)

$\Delta a/a$ wurde aus Abb.4 ermittelt, $\Delta T/T$ aus den zugehörigen Temperaturen. Die Fluktuationswerte stammen von W. C. SWINBANK (1951) und wurden in 1,4 m Höhe über Grasland an einem klaren Sommernachmittag gemessen. Die Perioden der Fluktuationen lagen zwischen 5 und 20 Sekunden.

Aus Gl.(3.3) läßt sich ein Vorbehalt für die Anwendung der Absorptionsmethode auf Transportprobleme ableiten.

Die Luftdichte ρ hängt über die Gasgleichung mit Druck und Temperatur zusammen, woraus folgt:

$$a = \frac{p \cdot q}{R_L \cdot T}$$

(p = Luftdruck, R_L = Gaskonstante der Luft). Logarithmische Differentiation dieser Gleichung und Gleichsetzen von Differentialen und kleinen Differenzen liefert

$$\frac{\Delta a}{a} = \frac{\Delta p}{p} + \frac{\Delta q}{q} - \frac{\Delta T}{T} . \quad (3.4)$$

Die relativen vertikalen Differenzen der *absoluten* Feuchte, die sich aus der Absorptionsmethode ergeben, unterscheiden sich um die entsprechenden Temperaturdifferenzen von denen der *spezifischen* Feuchte, die für die Transportvorgänge maßgeblich ist. ($\Delta p/p$ ist vernachlässigbar klein.) Nach Tab. 1, letzte Zeile, kann $\Delta T/T$ bis zu 12% von $\Delta a/a$ betragen. Die Temperaturdifferenzen müssen daher zu Korrekturzwecken mitregistriert werden, wenn man die gemessenen absoluten Feuchtwerte auf spezifische Feuchten umrechnen will.

3.3. Auswahl des geeigneten Spektralbereiches

Die in Abschnitt 1.3. erwähnten Infrarot-Hygrometer arbeiten sämtlich mit einer der Wasserdampfbanden zwischen 1 μm und 3 μm . Selbst bei Meßstrecken von wenigen cm, für die zum Beispiel die stark absorbierende Bande 6,3 μm in Frage käme, zieht man die kürzerwelligen Banden vor und vergrößert lieber den Absorptionsweg durch Vielfachreflexion. Der Grund hierfür liegt allein in den technischen Hilfsmitteln, die im längerwelligen Spektralbereich wesentlich komplizierter werden.

Im vorliegenden Falle mußten alle Möglichkeiten ausgeschöpft werden, ein hohes Signal-Rausch-Verhältnis zu erzielen. Dazu dienen

- a) eine Strahlungsquelle hoher Intensität,
- b) ein Detektor, dessen spektrale Empfindlichkeit an die Strahlungsfunktion der Quelle optimal angepaßt ist,
- c) ein großes Öffnungsverhältnis der Spiegeloptik.

Die benutzte Wolfram-Wendel-Lampe hat mit einer Temperatur von 2000°K ihr Strahlungsmaximum bei 0,9 μm . Der PbS-Photowiderstand hat sein Empfindlichkeitsmaximum bei 2,5 μm . Die Kombination von Lampe und Detektor ergibt daher zwischen 1 μm und 2 μm das größte Signal.

Abb. 5 gibt die spektralen Eigenschaften sämtlicher am Meßvorgang beteiligten Komponenten wieder. In Abb. 5a ist das Produkt $B(\lambda, T) \cdot e_w(\lambda) \cdot D(\lambda)$ dargestellt, wobei $B(\lambda, T)$ die PLANCKsche Funktion (nach den Tabellen von PIVOVSKY und NAGEL 1961), $e_w(\lambda)$ das spektrale Emissionsvermögen von Wolfram (nach J. C. DE VOS 1954) und $D(\lambda)$ die spektrale Empfindlichkeit des Bleisulfiddetektors (nach VALVO-Handbuch Spezialröhren 1961, S. 561) ist. Abb. 5b gibt die Durchlässigkeit der Atmosphäre auf einer 300 m langen horizontalen Wegstrecke nach Messungen von J. H. TAYLOR und H. W. YATES (1957) wieder. Abb. 5c zeigt die Durchlässigkeit dreier Interferenzfilter vom Typ IR-PAL der Firma Schott u. Gen., deren Maxima bei 1,591 μm , 1,857 μm und 2,200 μm liegen. Die Filtertransmissionen sind Firmenangaben entnommen und wurden nicht im einzelnen nachgeprüft. Eine Spektrographenregistrierung mit dem 1,857 μm -Filter und einer atmosphärischen Absorptionsstrecke von 100 m und $w = 0,08 \text{ g/cm}^2$ zeigt jedoch, daß der Durchlaßbereich dieses Filters sehr gut mit der Ω -Bande übereinstimmt (Abb. 5d).

Die Ω -Bande wurde auf Grund der folgenden Erwägungen für die Transmissionsmessungen ausgewählt.

1. Um hohe Intensitäten ausnutzen zu können, mußte möglichst im Bereich des spektralen Maximums von Lampe und Detektor gearbeitet werden. Nach Abb.5a und 5b liegen in diesem Bereich die Banden Φ , Ψ und Ω .

2. Die vorkommenden Wasserdampfmassen w liegen nach Tab.1 und bei einer Absorptionsstrecke von $l = 100$ m zwischen $w_{\min} = 0,01 \text{ g cm}^{-2}$ und $w_{\max} = 0,3 \text{ g cm}^{-2}$. Aus dem

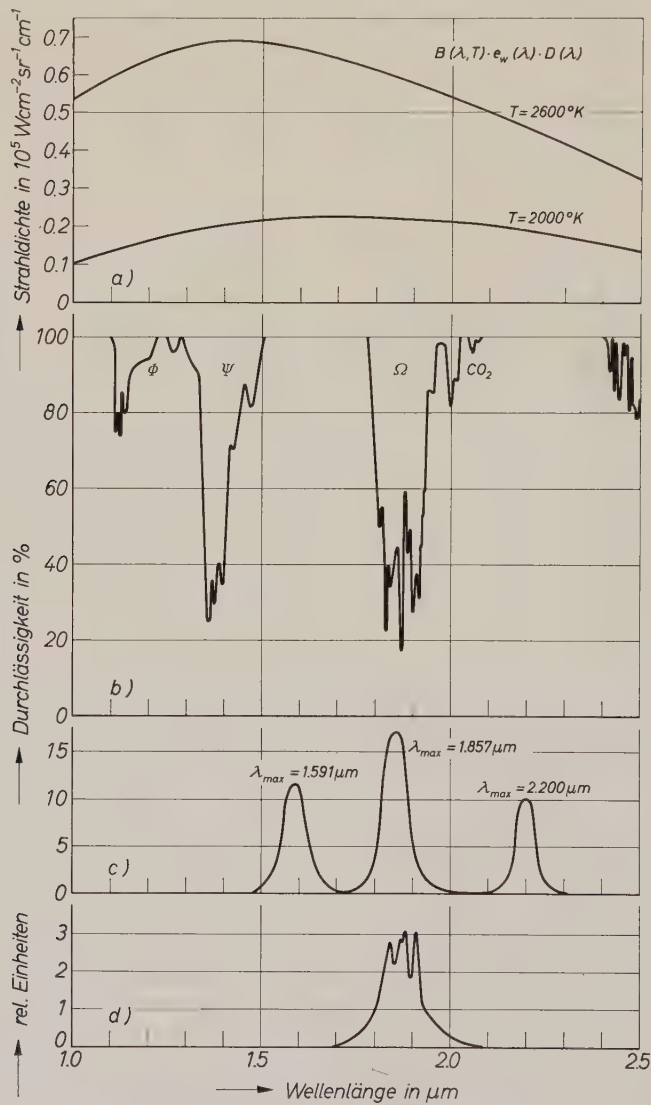


Abb.5. a) Produkt aus spektraler Strahlendichte der Lampe und spektraler Empfindlichkeit des Detektors. b) Durchlässigkeit der Atmosphäre nach TAYLOR und YATES (1957). $l = 300$ m, $w = 0,11 \text{ g/cm}^2$. c) Durchlässigkeit des Filters für die Ω -Bande und zweier Referenzfilter. d) Spektrographenregistrierung mit der Anordnung: Wolframbandlampe-Absorptionsstrecke-Interferenzfilter. $l = 100$ m, $w = 0,08 \text{ g/cm}^2$. Filter:

$$\lambda_{\max} = 1,857 \mu\text{m}$$

Zusammenwirken der Absorbermasse w und der Filter resultiert für jede bestimmte Filterkombination eine Transmissionsfunktion $\tau_{[\text{Bande}]}(w)$, deren Verlauf im wesentlichen von Lage und Form der spektralen Durchlässigkeitskurve des Bandenfilters abhängt. Der Differentialquotient $d\tau_{[\text{Bande}]}(w)/dw$ ist ein Maß für die Empfindlichkeit der benutzten Kombination bei der *Differenzmessung*. Er muß daher im w -Meßbereich möglichst groß sein.

3. Bei Banden, deren Tiefe bei den in Frage kommenden Absorbermassen nicht nahe bei 0% oder 100% liegt, ist der Differentialquotient $d\tau/dw$ im Zentrum größer als in der Flanke. Wie Abb. 5 b zeigt, liegen die Zentren der Ψ - und der Ω -Bande für $w = 0,11 \text{ g cm}^{-2}$ in diesem mittleren Durchlässigkeitsbereich. (Die nicht dargestellte X -Bande dagegen hat bei $w = 0,11 \text{ g cm}^{-2}$ im Zentrum nur noch eine Durchlässigkeit von weniger als 1%.)

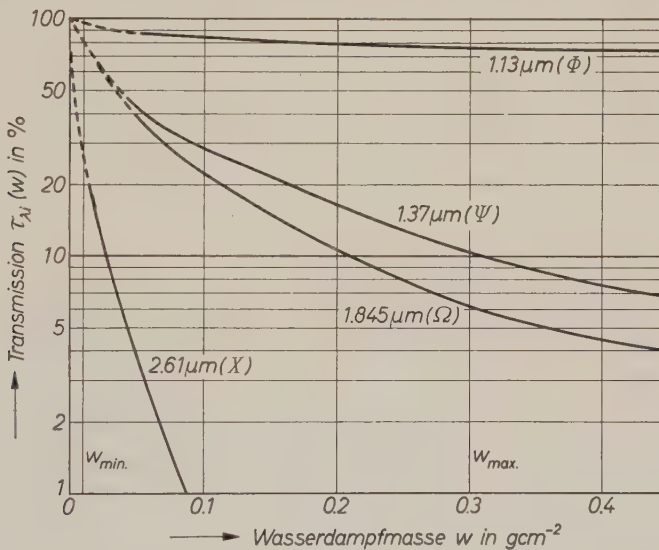


Abb. 6. Transmissionsfunktionen nach HOWARD u. a. (1955)

4. HOWARD, BURCH und WILLIAMS (1955) geben für sämtliche Wasserdampf- und Kohlendioxidbanden zwischen dem Sichtbaren und $15 \mu\text{m}$ Absorptionsspektren an, die sie in gründlichen und als verlässlich anzusehenden Laborexperimenten gewonnen haben. Diesen Messungen wurden für die Banden Φ , Ψ , Ω und X jeweils die Transmissionswerte bei festen Wellenlängen im Zentrum entnommen und als $\tau_{\lambda,i}(w)$ aufgetragen (Abb. 6).

Wegen der endlichen Spaltbreite des Spektrographen repräsentieren diese Daten Mittelwerte über Wellenlängenintervalle von ca. $0,050 \mu\text{m}$. Ein Vergleich der Kurven zeigt, daß die Transmissionen bei $1,37 \mu\text{m}$ und $1,845 \mu\text{m}$ im ganzen w -Meßbereich mittlere Werte aufweisen. Die Differentialquotienten dieser beiden Funktionen sind in Abb. 8 eingetragen (Kurven II und III). Hiernach ist bei Wasserdampfmassen unterhalb von $0,1 \text{ g cm}^{-2}$ die Ω -Bande empfindlicher, bei höheren Wasserdampfmassen die Ψ -Bande. Bei den im Abschnitt 3.4. zu beschreibenden Messungen mit Filtern konnte wegen der Ungenauigkeit der w -Bestimmung nicht mehr zwischen der Ψ - und der Ω -Bande unterschieden werden (Abb. 7).

Aus praktischen Erwägungen (von den verfügbaren Filtern hatte das $1,857 \mu\text{m}$ -Filter die günstigste Maximaldurchlässigkeit) wurde schließlich der Ω -Bande der Vorzug gegeben.

3.4. Transmissionsmessungen mit Interferenzfiltern

In Abb.7 werden die Ergebnisse von Vorversuchen wiedergegeben, in denen mit verschiedenen Filterkombinationen und verschiedenen Weglängen Transmissionsfunktionen aufgenommen wurden. Die Messungen in der Ψ - und der Ω -Bande für große Wasserdampfmassen w wurden über Strecken von 180 bzw. 360 m zwischen zwei Institutsgebäuden der

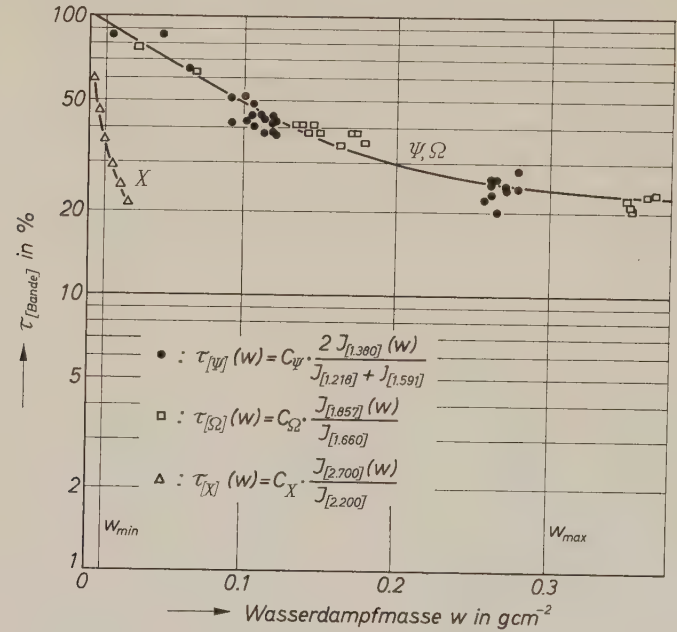


Abb.7. Transmissionsfunktionen nach Interferenzfiltermessungen

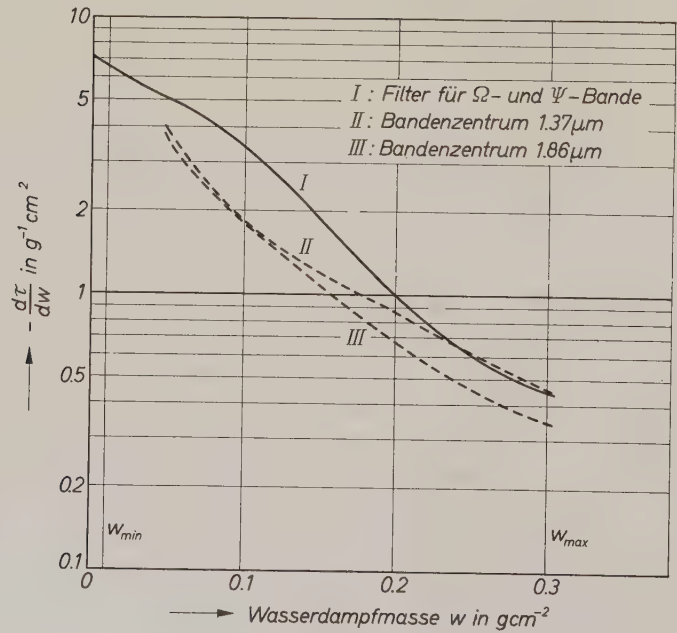


Abb.8. Differenzierte Transmissionsfunktionen aus den Abb.6 und 7

Universität München aufgenommen; als Eichinstrument diente ein Psychrometer am Anfang der Meßstrecke. Die starke Streuung der Meßwerte ist auf diese punktförmige Messung im Freien zurückzuführen. Die X-Bande dagegen wurde in Zimmerluft mit Strecken bis zu 30 m durchgemessen und zeigt daher eine wesentlich gleichmäßigere Aufeinanderfolge der Meßpunkte. In Abb. 8 stellt die Kurve *I* den Differentialquotienten der gemessenen (Ψ , Ω)-Funktion dar, die Kurven *II* und *III* die Differentialquotienten zu den entsprechenden Funktionen nach Abb. 6. Die Abweichung zwischen den Kurven kann dadurch begründet werden, daß einmal nur ein Ausschnitt aus der Bande, das andere Mal der ganze Filterbereich verwendet wurde.

Der (Ψ , Ω)-Kurve entnimmt man, daß die Transmission $\tau_{[\Omega]}(w)$ [und $\tau_{[\Psi]}(w)$] im Meßbereich zwischen 94% und 24% liegt. Der Differentialquotient durchläuft im Meßbereich eine ganze Zehnerpotenz. Er verspricht bei geringen absoluten Feuchten die größte Empfindlichkeit für die Differenzmessung.

Die τ -Kurven der Abb. 7 lassen sich in kleinen w -Intervallen (z. B. 0,05 g cm⁻²) sehr gut durch einen Polygonzug annähern. Die Sehnen in der logarithmischen Darstellung haben die Form $C \cdot e^{-kw}$, worauf das Meßprinzip der Apparatur beruht. Die im nächsten Abschnitt zu behandelnden genaueren Eichkurven sind solche Geradenstücke mit jeweils festem Filterfaktor C und Absorptionskoeffizienten k .

3.5. Eichung

Zur Eichung des Gerätes wurden in der Mitte der Meßstrecke, 24 m von der Basisstation entfernt, zwei registrierende Psychrometer* in Höhe der beiden Lichtstrahlen angebracht. Die Platindrahtmeßfühler befanden sich in den Höhen $z_u = 0,33$ m und $z_o = 2,00$ m, etwa 1 m seitlich der Lichtstrahlen.

Wie bei den Vorversuchen lieferten Einzelablesungen auch bei dieser Anordnung stark streuende Meßwerte, da die Feuchte an einem Punkt der Meßstrecke nicht unbedingt repräsentativ für die ganze Meßstrecke ist. Ein Vergleich mit zwei weiteren, auf dem Meßgelände installierten Psychrometern zeigte, daß starke lokale Unterschiede bestanden (vgl. hierzu Abschnitt 3.6.). Für die Eichung wurde vorausgesetzt, daß im Mittel über längere Zeitintervalle die Feuchte auf der ganzen Meßstrecke konstant war.

Logarithmieren der Gl. (2.7) führt zu

$$\ln \frac{A_B}{A_R} = \ln C_u - k \cdot w_u. \quad (3.5)$$

Unter der obigen Voraussetzung ist

$$\overline{w}_u = \overline{w}_i + l \cdot \overline{a_u^{Ps}}.$$

Darin bedeutet l die im Freien verlaufende Absorptionsstrecke, a_u^{Ps} die mit dem unteren Psychrometer bestimmte absolute Feuchte und w_i die Wasserdampfmasse, die der Lichtstrahl zwischen der Lampe und den Fensterscheiben im abgeschlossenen Raum durchläuft. Die Querstriche deuten geeignete zeitliche Mittelung an. Da $\overline{w}_i$ klein gegenüber $l \cdot \overline{a_u^{Ps}}$ und hinreichend konstant ist, kann $k \cdot \overline{w}_i$ mit $\ln C_u$ zu $\ln C$ zusammengefaßt werden, und (3.5) geht über in

$$\ln \frac{A_B}{A_R} = \ln C - k \cdot l \cdot \overline{a_u^{Ps}}. \quad (3.6)$$

Das ist die Gleichung der Eichkurve für die Einzelstrahlungsmessung.

* Aspirationspsychrometer nach FRANKENBERGER.

In Abb.9a sind vier Geradenabschnitte dieser Form dargestellt, die für verschiedene Feuchtebereiche gelten und unter verschiedenen Bedingungen gewonnen wurden. k läßt sich aus den Steigungen, $\ln C$ aus den Schnittpunkten mit der Ordinatenachse ablesen. Die beiden Abschnitte für hohe absolute Feuchten gehören zu dem Filterpaar „1,857“ und „1,591“, die beiden anderen Geradenstücke zu dem Filterpaar „1,857“ und „2,200“ (vgl. auch Abb.5). Der große Unterschied in den $\ln C$ -Werten ist Ausdruck für die unterschiedlichen Gesamtdurchlässigkeiten der beiden Referenzfilter.

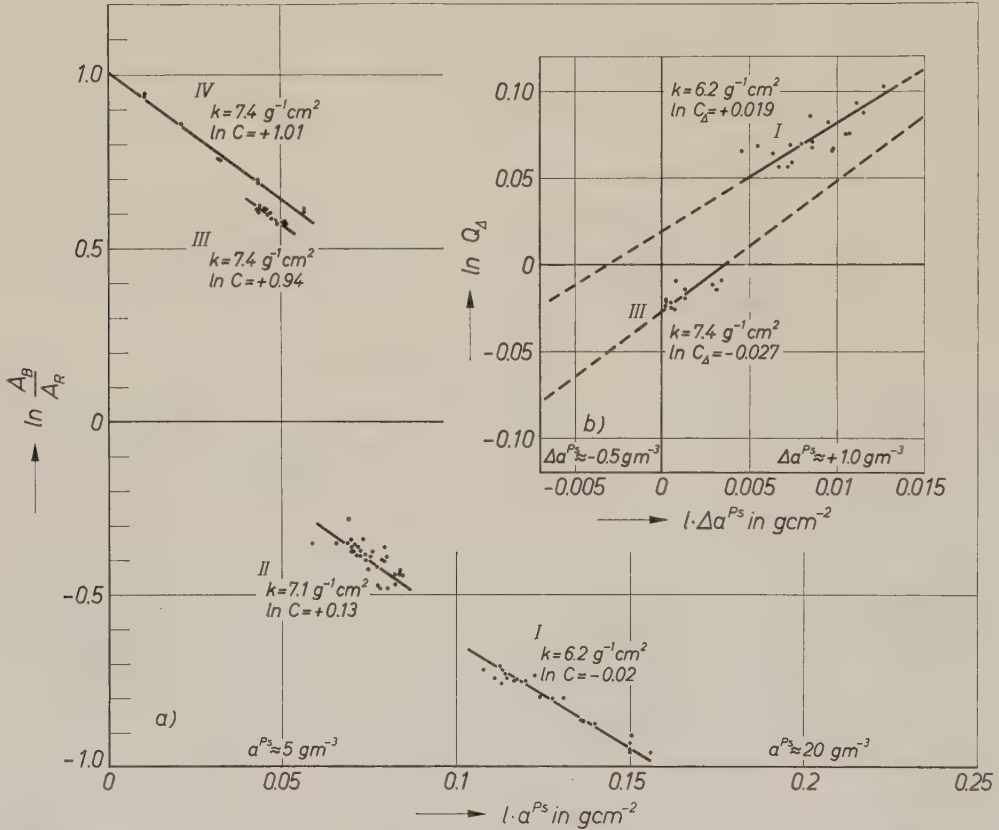


Abb.9. Eichkurven: a) für die Messung im unteren Niveau allein; b) für die Differenzmessung

Die Meßpunkte der Abschnitte I und III sind 12 Minuten-Mittelwerte. Jeder Punkt setzt sich aus 15 Einzelmessungen von A_B/A_R und 3 Einzelmessungen von a^{Ps} innerhalb von 12 Minuten zusammen. Die Meßwerte des Abschnittes II sind Einzelablesungen von einer nächtlichen Registrierung. Die Gerade IV schließlich wurde aus Einzelmessungen mit verkürzten Absorptionsstrecken abgeleitet. Die Datenangaben zu den Eichregistrierungen sowie die gefundenen Eichkonstanten gehen aus Tab.2 hervor.

Die Gl.(2.8) erlaubt das gleiche Vorgehen bei der Differenzmessung. Analog zu Gl.(3.6) folgt

$$\overline{\ln Q_d} = \ln \frac{1 - \frac{\Delta A_B}{A_B}}{1 - \frac{\Delta A_R}{A_R}} = \ln C_d + k \cdot l \cdot \overline{\Delta a^{Ps}}, \quad (3.7)$$

Tabelle 2. Eichdaten

Gerade Nr.	I	II	III	IV
Zeitraum der Registrierung	28.8.1964 15.30—19.30	31.8./1.9.1964 18.30—12.00	10.12.1964 12.48—16.48	11.11.1964 14.00—15.20
w -Bereich (in g cm ⁻²)	0,10—0,16	0,06—0,09	0,04—0,055	0—0,06
Referenzfilter ($\lambda_{\max}$ in μm)	1,591	1,591	2,200	2,200
k (in g ⁻¹ cm ²)	6,2	7,1	7,4	7,4
ln C	−0,02	+0,13	+0,94	+1,01
ln C_A	+0,019		−0,027	

worin $\Delta a^{Ps} = a_u^{Ps} - a_o^{Ps}$ die Differenz aus gleichzeitig mit den beiden Psychrometern gemessenen Werten der absoluten Feuchte ist (Abb.9b).

Für k gelten die verschiedenen Werte der Tab.2, je nachdem, mit welchem Filter und in welchem Feuchtebereich gemessen wird. ln C_A hängt im Gegensatz zu ln C aus Gl.(3.6) nicht von den Filterdurchlässigkeiten ab.

Die kleinen Unterschiede, die sowohl ln C als auch ln C_A zu verschiedenen Meßzeiten aufweisen, sind auf meteorologische und apparative Störeinflüsse zurückzuführen, die mit der langen Meßstrecke zusammenhängen. Die Abweichungen bei ln C werden außerdem durch unterschiedliche Lampentemperaturen verursacht. Die Geraden III und IV zum Beispiel wurden mit zwei verschiedenen Lampen aufgenommen. Eine quantitative Abschätzung dieser Effekte erfolgt nach genauerer Untersuchung im Teil 4. Zuvor ist noch auf die Streuung der Meßpunkte um die Eichkurve einzugehen.

3.6. Eichfehler

Wie auf S. 203 schon vermerkt wurde, und wie der Abb.9 zu entnehmen ist, weichen die 12-Minuten-Mittelwerte in unregelmäßiger Weise von den vorgeschriebenen Funktionen ab.

Als Maß für diese Abweichungen seien die Streuungen

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (a_i^{Tr} - a_i^{Ps})^2}$$

und

$$\sigma_A = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\Delta a_i^{Tr} - \Delta a_i^{Ps})^2}$$

angegeben. Darin bedeutet N die Zahl der Meßpunkte. Der Index Tr bezeichnet die mit der Eichkurve bestimmten Feuchtwerte, der Index Ps die psychrometrisch bestimmten. Für die vier Eichungen (Tab.2) wurden folgende σ -Werte ermittelt:

Gerade Nr.	I	II	III	IV
σ (in g m ⁻³)	0,37	0,44	0,11	0,16
σ_A (in g m ⁻³)	0,14		0,064	

Der Ablesefehler der Psychrometermessung betrug $\pm 0,15$ g m⁻³.

Die Behauptung, daß die Abweichungen durch örtliche Unterschiede in der absoluten Feuchte bzw. ihrer vertikalen Differenz zustandekommen, wird durch die folgende Untersuchung gestützt: Ungefähr 60 m von den Eichpsychrometern entfernt, außerhalb der Meßstrecke, befanden sich in 0,2 m und 2,0 m Höhe zwei weitere Psychrometer, die im Rahmen der Klimabeobachtungen der meteorologischen Station 6-Minuten-Werte registrierten. Diese Daten wurden parallel zu denen der Eichpsychrometer ausgewertet. Die 12-Minuten-Mittel wurden unter der Annahme logarithmischer Feuchteschichtung auf die Meßhöhen 0,33 m und 2,0 m reduziert. Systematische Abweichungen wurden durch Gleichsetzen der 4-Stunden-Mittel korrigiert. Die Ergebnisse werden mit α^{St} bzw. $\Delta\alpha^{St}$ bezeichnet.

In Tab.3 sind nun für die Meßbereiche I und III die Abweichungen zusammengestellt, welche die Ergebnisse der vier Psychrometer untereinander aufweisen.

Tabelle 3. *Abweichungen der Psychrometerdaten untereinander*
(Dimension: g m⁻³)

I (28. 8. 1964)			III (10. 12. 1964)		
Uhrzeit	$\alpha^{Ps}-\alpha^{St}$	$\Delta\alpha^{Ps}-\Delta\alpha^{St}$	Uhrzeit	$\alpha^{Ps}-\alpha^{St}$	$\Delta\alpha^{Ps}-\Delta\alpha^{St}$
15.30	- 0,26	+ 0,12	12.48	+ 0,015	+ 0,055
15.42	- 0,51	+ 0,19	13.00	- 0,285	- 0,175
15.54	- 0,40	- 0,39	13.12	- 0,285	- 0,125
16.06	- 0,67	- 0,51	13.24	- 0,010	+ 0,090
16.18	- 0,15	- 0,12	13.36	- 0,010	+ 0,055
16.30	- 0,62	- 0,51	13.48	- 0,135	- 0,100
16.42	+ 0,91	—	14.00	- 0,110	- 0,180
16.54	+ 0,28	+ 0,04	14.12	- 0,085	- 0,140
17.06	- 0,62	- 0,56	14.24	+ 0,040	+ 0,030
17.18	- 0,15	- 0,06	14.36	+ 0,140	+ 0,005
17.30	+ 0,54	+ 0,25	14.48	+ 0,115	+ 0,090
17.42	+ 0,64	+ 0,22	15.00	+ 0,090	+ 0,160
17.54	+ 0,12	- 0,13	15.12	+ 0,065	+ 0,120
18.06	+ 0,71	- 0,11	15.24	+ 0,115	+ 0,065
18.18	+ 0,29	+ 0,01	15.36	+ 0,015	- 0,060
18.30	- 0,46	+ 0,11	15.48	- 0,060	- 0,080
18.42	- 0,04	+ 0,55	16.00	+ 0,040	0,000
18.54	+ 0,28	+ 0,33	16.12	+ 0,090	+ 0,040
19.06	+ 0,33	+ 0,23	16.24	+ 0,065	+ 0,085
19.18	- 0,05	+ 0,29	16.36	- 0,010	+ 0,060
σ	0,47	0,30	σ	0,12	0,10

Es wird deutlich, daß die Psychrometerdaten durchschnittlich stärker voneinander abweichen als die Daten der Eichpsychrometer und der optischen Messung. Der zeitliche Gang der Abweichungen läßt auf einen Einfluß der jeweils vorherrschenden Windrichtung schließen. Erwartungsgemäß sind die Unterschiede bei großen Absolutwerten (im Sommer) größer als bei kleinen (im Winter).

4. Diskussion der Meßfehler

Auf dem Weg durch die Atmosphäre unterliegen die beiden Lichtstrahlen außer der Abschwächung ihrer Intensität durch den Wasserdampf einer Reihe von weiteren Einflüssen, nämlich

- a) Druck- und Temperaturabhängigkeit des Absorptionsvorganges,
- b) Absorption durch CO_2 ,
- c) Extinktion durch Streuung,
- d) Strahlablenkung und Szintillationen durch Refraktion.

Während der Effekt b) nicht ins Gewicht fällt, müssen die drei übrigen Störeinflüsse unter Umständen berücksichtigt werden. Bei einer Erhöhung der apparativen Meßgenauigkeit werden zur Korrektur des Verfahrens Kontrollmessungen des Temperaturgradienten und des Gradienten der Sichtweite in Bodennähe notwendig. Die Störung durch Refraktionseinflüsse läßt sich nur mit erhöhtem technischen Aufwand ausschalten.

4.1. Der Einfluß von Druck- und Temperaturänderungen sowie des CO_2 -Gehaltes der Luft

Nach HOWARD u. a. (1955) ändert sich die Gesamtaborption $A_{[\text{Bande}]}$ einer Bande nicht so stark mit dem Druck p und der Temperatur T wie die einer einzelnen starken Linie, für die allgemein Proportionalität zu $\sqrt{p}/\sqrt{T}$ angenommen wird (vgl. F. MÖLLER 1957, S. 232). HOWARD und seine Mitarbeiter benutzen daher diesen Faktor als obere Schranke für die Druck- und Temperaturkorrektur der Absorption in der ganzen Bande.

Die gleiche Abschätzung soll hier auf die Absorption im Bereich des Filters angewendet werden, das über einen großen Teil der Bande integriert. Nimmt man nach HOWARD außerdem näherungsweise

$$A_{[\text{Filter}]}(w) \sim \sqrt{w} = \sqrt{l \cdot a}$$

an, so entsteht der Ausdruck

$$A_{[\text{Filter}]}(w) \approx \text{const } p^{1/2} T^{-1/4} a^{1/2}.$$

Logarithmieren und Differenzieren von $A_{[\text{Filter}]}$ nach p , T und a liefert

$$\frac{-d\tau}{1-\tau} = \frac{dA_{[\text{Filter}]}}{A_{[\text{Filter}]}} \approx 0,5 \frac{dp}{p} - 0,25 \frac{dT}{T} + 0,5 \frac{da}{a}. \quad (4.1)$$

Setzt man statt dp und dT die möglichen Druck- und Temperaturdifferenzen zwischen den beiden Niveaus ein, so liefert Gl. (4.1) die Fehler $\Delta\tau_p$ und $\Delta\tau_T$. Im Abschnitt 3.2. wurde aufgezeigt, daß $\Delta T/T$ im Winter 12% von $\Delta a/a$ betragen kann. $\Delta p/p$ ist zu vernachlässigen.

Wie der Differenzengleichung leicht anzusehen ist, kann es daher vorkommen, daß 6% der gemessenen Transmissionsdifferenz auf Konto des Temperaturgradienten gehen. Bei den derzeitigen Messungen konnte dieser Einfluß vernachlässigt werden, da eine 6%ige Genauigkeit für die Differenzbestimmung nicht erreicht wurde.

Der Einfluß von zeitlichen Druck- und Temperaturänderungen auf die Messung in einem Niveau läßt sich aus Gl. (4.1) ebenfalls abschätzen, wenn man für dp und dT die Abweichungen vom Mittelwert p' und T' einsetzt. Im Verlauf eines Jahres kann $|T'| < 50^\circ$, $|p'| < 40 \text{ mb}$ angenommen werden und es folgt

$$\frac{|\tau'_p|}{1-\tau} \leq 0,02$$

und

$$\frac{|\tau'_T|}{1-\tau} \leq 0,025.$$

Das sind insgesamt 4,5% der mittleren Absorption $1 - \tau$, was bei der derzeitigen Meßgenauigkeit ebenfalls zu vernachlässigen ist.

Kohlendioxidbanden werden nur ganz am Rande des 1,857 μm -Filters erfaßt, wie aus Abb.5 hervorgeht. Der Einfluß des CO_2 -Gehaltes der Luft und seiner Variationen wurde deshalb vernachlässigt. Dieser Einfluß müßte genauer untersucht werden, wenn die Durchlaßkurve des Filters mehr in der langwelligen Flanke der Ω -Bande liegen würde.

4.2. Der Einfluß von Schwankungen der Lampentemperatur und des Extinktionskoeffizienten

4.2.1. Untersuchung des Eichfaktors C

Die Auswirkungen zweier weiterer sehr verschiedener Störursachen, nämlich von Schwankungen der Lampentemperatur und von solchen der Sichtweite, lassen sich am besten gemeinsam anhand von Gl.(2.7) erläutern.

Diese Gleichung ist die Zusammenfassung für folgenden genaueren Sachverhalt:

Das Zustandekommen der Schreiberauslässe A_B und A_R läßt sich mit den Ausdrücken

$$A_B = E \cdot \int_{\Delta\lambda_B}^{B^*(\lambda, T_G) \cdot F(\lambda) \cdot D(\lambda) \cdot e^{-[k^e(\lambda)l + k(\lambda)w_u]} d\lambda \quad (4.2)$$

beschreiben. Darin bedeutet $B^*(\lambda, T_G)$ die spektrale Strahlungsdichte der Glühlampe, $F(\lambda)$ die Filterdurchlässigkeit, $D(\lambda)$ die Empfindlichkeit des Detektors und $k^e(\lambda)$ einen Extinktionskoeffizienten, der die atmosphärische Streuung und sämtliche Absorptionsvorgänge berücksichtigt, an denen kein Wasserdampf beteiligt ist (Aerosole). $k(\lambda)$ ist der Wasserdampfabsorptionskoeffizient in Abhängigkeit von der Wellenlänge. Die Integrationsbereiche werden bestimmt durch die Filterdurchlässigkeiten. Der Faktor E berücksichtigt die Geometrie des Strahlenganges und den Verstärkungsvorgang.

Die Ausdrücke (4.2) können umgeformt werden in

$$A_B = e^{-(k_B^e \cdot l + k_B \cdot w_u)} \cdot E \int_{\Delta\lambda_B}^{B^*(\lambda, T_G) \cdot F(\lambda) \cdot D(\lambda) \cdot d\lambda \quad (4.3)$$

Die Exponentialfunktionen $e^{-(k_B^e \cdot l + k_B \cdot w_u)}$ bzw. $e^{-(k_R^e \cdot l + k_R \cdot w_u)}$ stellen dann mittlere Transmissionsfunktionen dar, die Koeffizienten k_B , k_B^e , k_R und k_R^e gelten jeweils für den ganzen Bereich des Banden- bzw. Referenzfilters. Der Quotient (2.8) lautet damit

$$\frac{A_B}{A_R} = \frac{\int_{\Delta\lambda_B} B^*(\lambda, T_G) \cdot F(\lambda) \cdot D(\lambda) \cdot d\lambda}{\int_{\Delta\lambda_R} B^*(\lambda, T_G) \cdot F(\lambda) \cdot D(\lambda) \cdot d\lambda} e^{-(k_B^e - k_R^e)l} \cdot e^{-(k_B - k_R)w_u} \quad (4.4)$$

Die Differenz $k_B - k_R$ stellt den in Gl.(2.7) benutzten Absorptionskoeffizienten k dar. In k_R drückt sich ein Übergreifen der Bandenabsorption auf den Bereich des Referenzfilters aus. Der eigentlichen Bandenabsorption ist eine kontinuierliche Absorption überlagert als Folge des summierten Einflusses der Flügel sämtlicher Wasserdampfbanden. Diese bewirkt, daß der Absorptionskoeffizient im Referenzbereich, k_R nicht ganz verschwindet. Dieser Effekt wurde im Hinblick auf Feuchtebestimmungen mit der Ψ - und der X -Bande von D. H. HÖHN (1964a) näher untersucht.

In gleicher Weise wie die Absorptionskoeffizienten kann auch die Differenz der Extinktionskoeffizienten zusammengefaßt werden zu $k^e = k_B^e - k_R^e$.

Das Verhältnis der in (4.4) verbleibenden Integrale wird im folgenden mit Φ bezeichnet. Es hängt wegen der in $B^*(\lambda, T_G)$ enthaltenen PLANCKSchen Funktion von der Temperatur der Glühwendel ab, genauer von der Temperatur des Wendelausschnittes, der auf die Detektoroberfläche abgebildet wird. Für die beiden Filter mit $\lambda_{\max} = 1,857 \mu\text{m}$ und $\lambda_{\max} = 2,200 \mu\text{m}$ läßt sich Φ näherungsweise berechnen zu

$$\Phi \approx \Phi_o \cdot e^{\frac{-1194}{T_G}}$$

(T_G in $^\circ\text{K}$. Φ_o = Konstante, in der nur noch die Detektor- und Filtereigenschaften enthalten sind). (4.4) geht damit über in

$$\frac{A_B}{A_R} = \Phi_o \cdot e^{\frac{-1194}{T_G}} \cdot e^{-k^e l} \cdot e^{-k u_u}.$$

Der Eichfaktor aus Gl. (2.7) lautet nun für das betrachtete Filterpaar

$$C_u = \Phi_o \cdot e^{\frac{-1194}{T_G}} \cdot e^{-k^e l}. \quad (4.5)$$

Logarithmische Differentiation dieser Gleichung liefert

$$d \ln C_u = 1194 \frac{dT_G}{T_G^2} - l \cdot dk^e. \quad (4.6)$$

Bei $T_G = 2000^\circ\text{K}$ ruft eine Änderung um 100° hiernach eine Abweichung $d \ln C_u = 0,03$ hervor (vgl. Abb. 9a). Die Lampe wurde aus einem Gleichstromnetzgerät hoher Konstanz gespeist, so daß bei einmal eingestellter Stromstärke die Wendeltemperatur auf $\pm 10^\circ$ konstant anzunehmen war und $d \ln C_u \leq 0,003$ blieb. Trotz konstanter Lampenversorgung konnte sich T_G dadurch ändern, daß durch langsame Dejustierung der Strahlrichtung die kälteren Randpartien der Glühwendel abgebildet wurden. Dieser Effekt wirkte besonders bei der Differenzmessung störend und wird im folgenden Unterabschnitt 4.2.2. eingehender behandelt.

Die Änderung von C_u bei Dunsteinfluß läßt sich unter folgenden beiden Annahmen größenordnungsmäßig abschätzen:

$$k^e(\lambda) \sim \lambda^{-1}$$

und

$$k^e(0,55 \mu\text{m}) = \frac{3,91}{S}$$

(nach O. W. GOES 1963; H. KOSCHMIEDER 1925), wobei S die Sichtweite bedeutet. Hiernach wird für das Filterpaar „1,857“ und „2,200“ die Differenz

$$k^e = k_B^e - k_R^e \approx \frac{0,2}{S},$$

ihr Differential

$$dk^e \approx -\frac{0,2}{S^2} dS.$$

Mit $l = 100 \text{ m}$ geht Gl. (4.6) über in

$$d \ln C_u = 1194 \frac{dT_G}{T_G^2} + 20 \cdot \frac{dS}{S^2} (S \text{ in m}). \quad (4.7)$$

Bei Sichtweiten der Größenordnung 10 km ist der zweite Term zu vernachlässigen, selbst wenn S um 100% schwankt. Wenn S jedoch in die Größenordnung 500 m (Bodendunst) fällt und um 25% schwankt, so wird $20 \cdot dS/S^2 = 0,01$. Dieser Betrag kann die Eichkurve merklich verschieben. Sichtweiteschwankungen dieser Größenordnung sind in Bodennähe häufig. Man denke z.B. an den Durchzug von Dunstschwadern durch die Meßstrecken. (Vgl. auch O. W. GOES 1960 und G. H. RUPPERSBERG 1964.) Bei stärkerem Nebel nimmt dieser Effekt rasch zu, bis eine saubere Messung wegen der Kleinheit der Ausschläge A_B und A_R unmöglich wird.

4.2.2. Untersuchung des Eichfaktors C_A

Der Quotient $Q_A = \frac{1 - \frac{\Delta A_B}{A_B}}{1 - \frac{\Delta A_R}{A_R}}$ kann in der Form $\frac{A_{B,o}/A_{R,o}}{A_{B,u}/A_{R,u}}$ angegeben werden, wobei die

zusätzlichen Indizes o und u auf die Herkunft der Signale hindeuten. In den Ausdrücken (4.2) spalten nun E , T_G und $k^e(\lambda)$ je in zwei Größen auf. E_o und E_u sind unterschiedlich wegen ungleichmäßiger Justierung oder Staubablagerung auf den unteren Spiegeln. $k_o^e(\lambda)$ und $k_u^e(\lambda)$ beschreiben einen vertikalen Dunstgradienten.

$T_{G,o}$ und $T_{G,u}$ können dann verschieden voneinander sein, wenn bei nicht vollkommen symmetrischem Strahlengang von dem unteren Parabolspiegel andere Partien der Glühwendel auf den Detektor abgebildet werden, als von dem oberen. Die lange Meßstrecke bringt es mit sich, daß die Parabolspiegelhälften, die als Gesichtsfeldblenden wirken, von der 5 mm breiten Wendel nur einen 0,8 mm breiten Ausschnitt auf den Detektor abbilden. Liegt dieser Ausschnitt bei einem der beiden Strahlengänge am Rand der Wendel, so können $T_{G,o}$ und $T_{G,u}$ beträchtlich differieren.

Durch Verallgemeinerung von Gl. (4.5) folgt der Eichfaktor für die Differenzmessung:

$$C_A = e^{-1194 \left(\frac{1}{T_{G,o}} - \frac{1}{T_{G,u}} \right)} \cdot e^{+\Delta k^e \cdot l} \quad (4.8)$$

mit $\Delta k_e = k_u^e - k_o^e$.

Entsprechend wie Gl. (4.7) ergibt sich durch logarithmische Differentiation und Einführung der Sichtweite

$$d \ln C_A = 1194 \cdot \frac{d(T_{G,u} - T_{G,o})}{T_{G,u}^2} + 20 \cdot \frac{d(S_u - S_o)}{S_u^2} \quad (4.9)$$

Die Differenz $T_{G,u} - T_{G,o}$ kann im Laufe einer Tagesregistrierung langsame Änderungen erfahren und zwar auf zweierlei Weise: erstens durch Lichtstrahlkrümmung infolge eines vertikalen Gradienten des atmosphärischen Refraktionsindex, zweitens durch Richtungsänderungen der beiden Strahlen infolge thermischer Einflüsse auf die Spiegelhalterungen.

Der Abschätzung des Refraktionseffektes wurden Berechnungen von K. BROCKS (1950) zugrunde gelegt. Es ergab sich, daß der untere Lichtstrahl am Ort des Tripelspiegels im Tagesgang um maximal 0,5 cm „hin- und herpendeln“ kann, der obere um 0,1 cm. Diese Richtungsabweichungen wirken sich bei guter Justierung nicht auf $T_{G,u} - T_{G,o}$ aus, sind also zu vernachlässigen.

Der zweite Effekt dagegen brachte erhebliche Störungen in die Differenzregistrierungen vom Sommer 1964. Bei 100 m „Zeigerlänge“ entspricht einer Winkeländerung von 1,8 Bogenminuten in der Stellung der Planspiegel eine Ortsabweichung des Wendelbildes auf den

Parabolspiegeln von 10 cm (Durchmesser des Wendelbildes: 63 cm). Die Aufhängungen der Planspiegel (U_u und U_o in Abb.1) waren anfangs recht anfällig gegen Schwankungen der Raumtemperatur oder lokale Temperaturänderungen bei direkter Sonnenbestrahlung. Von den Registrierungen aus dem Zeitraum August bis Oktober 1964 waren deshalb die meisten für die Auswertung nach Feuchtedifferenzen unbrauchbar. Ende Oktober wurden die Aufhänge- und Justiervorrichtungen verbessert. Nach diesem Zeitpunkt wurden längere Meßreihen nur noch bei konstanter Raumtemperatur aufgenommen, so daß $T_{G,u} - T_{G,o}$ als konstant anzunehmen war.

Die Differenz $S_u - S_o$ machte sich bei Sichtweiten oberhalb von 1 km noch nicht störend bemerkbar. Bei einsetzender Nebelbildung konnte $S_u - S_o$ dadurch kompensiert werden, daß man die Ausschläge ΔA_R beobachtete und ihre Abweichungen durch Verändern der Blende B (Abb.1) wieder rückgängig machte (Änderung des Faktors E in Gl.4.2).

Um sicher zu sein, daß keine derartigen Störungen die Meßergebnisse verfälscht hatten, wurde jede Registrierung mit der gleichzeitig gelaufenen Psychrometerregistrierung verglichen. Gleichsetzen der Mittelwerte über die jeweilige Registrierzeit gestattete eine Kontrolle der Eichfaktoren C und C_A . Diese Kontrollmöglichkeit bestand nicht mehr bei Temperaturen unterhalb des Gefrierpunktes, weil dann die Psychrometer zu ungenau wurden.

4.3. Refraktionsbedingte Fluktuationen

Bisher wurden nur langsame *Gänge* behandelt, genauer gesagt Abweichungen mit „Perioden“, die groß waren gegenüber dem Meßintervall von 48 Sekunden. Die Quotientenbildung gestattet eine weitgehende Elimination solcher Abweichungen. Ein Blick auf die Originalregistrierung (Abb.3) zeigt, daß die Differenzsignale ΔA_B und ΔA_R meßbare *Fluktuationen* aufweisen, das heißt Abweichungen mit Perioden zwischen 1 Sekunde und 48 Sekunden (Zeitkonstante des Verstärkers: 1 Sekunde). Diese Fluktuationen würden auf Feuchteschwankungen hindeuten, wenn sie nur bei ΔA_B aufträten. Da jedoch ΔA_R bei allen Messungen mit langer Wegstrecke in gleichem Maße fluktuierte, kamen außerdem die gleichen Ursachen in Frage, die auch den Gang bewirkten: erstens Lagenabweichungen der optischen Teile infolge von Erschütterungen des Untergrundes, zweitens Sichtweiteveränderungen und drittens Änderungen des Brechungsindex — die beiden letzteren Effekte in ihrer kurzperiodischen Variante.

Der Einfluß der Sichtweite konnte zunächst ausgeschlossen werden, da die Fluktuationen auch an klaren Tagen auftraten (vgl. hierzu Abschnitt 4.2.1.). Von den beiden übrigen Ursachen ließ sich die erste nicht nachprüfen. Die Aufstellung der Basisstation auf einem Betonfundament machte einen derartigen Einfluß jedoch unwahrscheinlich. Die im folgenden beschriebenen Versuche und der Vergleich mit den Ergebnissen anderer Autoren lassen den Schluß zu, daß die Fluktuationen in der Hauptsache durch Refraktion auf der freien Meßstrecke ausgelöst werden.

Die Luftunruhe in Bodennähe ist gleichzeitig eine Unruhe im Verhalten des Brechungsindex, der im optischen Spektralbereich hauptsächlich von der Temperatur der Turbulenzkörper bestimmt wird. Ein Bündel paralleler Lichtstrahlen erfährt daher Richtungsänderungen, und zwar sowohl als ganzes als auch in Teilen seines Querschnittes. Diese sogenannten Szintillationen lassen sich als „fliegende Schatten“ mit bloßem Auge beobachten, wenn man einen Projektionsschirm in den Parallelstrahl bringt. Im Brennpunkt der Empfängeroptik

äußern sie sich in einer Modulation der Gesamtintensität, deren Amplituden und Frequenzen von der Länge des Lichtweges, von der vertikalen Temperaturschichtung und von der Windgeschwindigkeit abhängen.

4.3.1. Frühere Arbeiten über atmosphärische Szintillationen

H. SIEDENTOPF und F. WISSHAK (1948) untersuchten das Szintillationsspektrum im Frequenzbereich 1 bis 50 Hz mit einer Lichtstrecke, die in 1 m Höhe über dem Boden verlief und deren Länge l von 80 m bis 1600 m variiert wurde. Als häufigste Frequenzen fanden sie 7 bis 10 Hz. Der Modulationsgrad (Verhältnis der mittleren Szintillationsamplitude zur Gesamtintensität) betrug bei $l = 80$ m 3,8% und strebte mit wachsendem l einem Sättigungswert von 66% zu. Bis zu $l = 400$ m war er proportional zu $l^{1/3}$. Der Modulationsgrad wies einen deutlichen Tagesgang auf. PORTMAN u. a. (1962) berichten über ähnliche Untersuchungen in 1,5 m Bodenabstand. Sie fanden unter anderem eine enge Korrelation zwischen dem Modulationsgrad und dem vertikalen Temperaturgradienten.

Die neueste gründliche Untersuchung des Phänomens der Intensitätsszintillationen im Sichtbaren und im nahen Infrarot hat D. H. HÖHN (1964b) veröffentlicht. Dieser Arbeit zufolge besteht nur eine geringe Wellenlängenabhängigkeit des Modulationsgrades, so daß die Verhältnisse im Sichtbaren im Rahmen der Meßgenauigkeit auch für das nahe Infrarot gelten.

4.3.2. Eigene Untersuchungen

Um zu sehen, welche Frequenzen die Fluktuationen bei den Garchinger Messungen aufwiesen, wurde eine Kontrollregistrierung des Differenzsignals ΔA_R bei $2,2 \mu\text{m}$ mit hoher zeitlicher Auflösung vorgenommen. Dazu wurde das Detektorsignal einem auf die Unterbrecherfrequenz abgestimmten Resonanzverstärker mit angeschlossenem Schleifenzillographen zugeführt. ΔA_R war ungefähr auf Null abgeglichen. Abb. 10 zeigt einen Ausschnitt aus der Registrierkurve. Man erkennt darin deutlich Perioden von 0,5 Sekunden Dauer und größer, die sich vom Detektorrauschen unterscheiden.

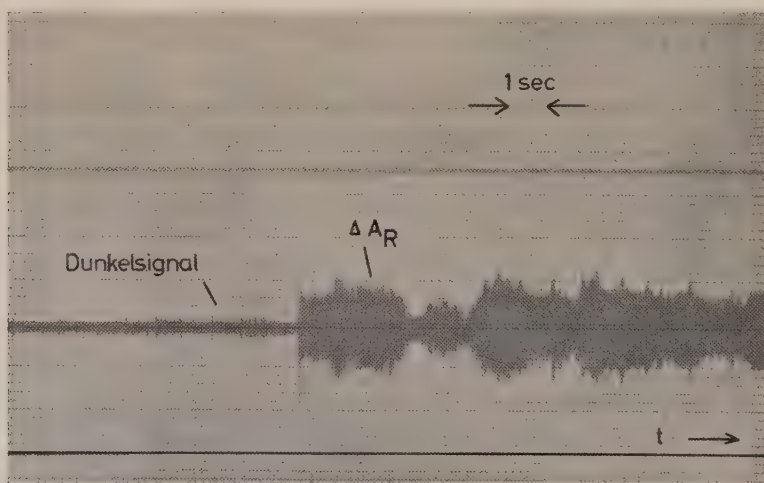


Abb. 10. Fluktuationsregistrierung

Die Streuung der 48-Sekunden-Werte ΔA_B und ΔA_R auf den Punktdruckerregistrierungen stellt also den „sampling error“ aus diesem kürzer-periodischen Szintillationsspektrum dar.

Die Stärke der Streuung wies einen Tagesgang mit ausgeprägtem Minimum zur Zeit des Sonnenaufgangs auf. In Tab.4 werden Halbstundenwerte der relativen Abweichungen $\Delta A_R'/A_R$ für die windstillen und wolkenlosen Morgenstunden des 1. Sept. 1964 angegeben. Darunter sind gleichzeitige Ablesungen der Temperaturdifferenz zwischen 2,0 m und 0,33 m Höhe eingetragen. Der Ausdruck $\Delta A_R'/A_R$ entspricht dem von SIEDENTOPF und WISSHAK (1948) definierten Modulationsgrad, wenn man annimmt, daß keine Korrelation zwischen den Szintillationen im oberen und im unteren Meßweg besteht ($A_R \approx$ Intensität im unteren Strahl allein).

Der Zusammenhang zwischen Fluktuationen und Temperaturschichtung war nicht immer so eindeutig zu erkennen, doch tritt er auch hervor, wenn bei größeren Windgeschwindigkeiten zu der rein thermisch erzeugten Turbulenz eine dynamische Komponente hinzukommt. Aus 89 gleichzeitigen Ablesungen von $\Delta A_R'/A_R$ und $|T(2,0) - T(0,33)|$, die aus 3 verschiedenen Meßperioden stammen (28. 8. 1964, 15.30 bis 29. 8. 1964, 17.00 Uhr MEZ, 1. 9. 1964, 01.30 bis 12.00 Uhr MEZ und 2. 10. 1964, 08.00 bis 18.00 Uhr MEZ), wurde ein Korrelationskoeffizient von 0,58 berechnet (Zufallsgrenze 0,31).

Tabelle 4

Halbstundenwerte der relativen Fluktuationsamplitude und der vertikalen Temperaturdifferenz am 1.9.1964
Sonnenaufgang: 5.34 Uhr

Uhrzeit	1.30	2.00	2.30	3.00	3.30	4.00	4.30	5.00
$\Delta A_R'/A_R$ (in ‰)	1,2	1,2	1,2	1,5	0,9	1,5	0,8	0,55
$\vartheta(2,0) - \vartheta(0,33)$ (in °C)	+ 1,3	+ 0,5	+ 0,9	+ 0,5	+ 0,7	+ 0,3	+ 0,5	+ 0,2
Uhrzeit	5.30	6.00	6.30	7.00	7.30	8.00	8.30	9.00
$\Delta A_R'/A_R$ (in ‰)	0,35	0,45	0,3	0,45	0,7	0,6	0,7	0,8
$\vartheta(2,0) - \vartheta(0,33)$ (in °C)	+ 0,2	0	0	0	− 0,2	− 0,1	− 0,3	− 0,6
Uhrzeit	9.30	10.00	10.30	11.00	11.30	12.00		
$\Delta A_R'/A_R$ (in ‰)	1,0	0,65	1,0	1,0	1,15	2,0		
$\vartheta(2,0) - \vartheta(0,33)$ (in °C)	− 0,3	− 0,6	− 0,9	− 0,8	− 0,5	− 1,2		

Das Maximum von $\frac{\Delta A'}{A}$ aller Registrierungen betrug 2,2‰. Ausgedrückt als $\frac{\Delta A'}{\Delta A}$ kann die Streuung über 100‰ betragen. Die Auswertung der Registrierkurven zur Bestimmung der Feuchtedifferenz war deshalb erschwert. Ein getreues Bild der Fluktuationen der Wasserdampfmasse w bzw. ihrer Differenz Δw läßt sich nur erhalten, wenn „gleichzeitig“ in der Bande und im Fenster gemessen wird. Dazu wären entweder eine höhere Frequenz des Filterwechsels oder zwei Detektoren mit angeschlossenem Quotientenmeßwerk notwendig. Nach dem letzteren Prinzip arbeitet das „long path hygrometer“ von TANK und WERGIN (1964).

Bei der Auswertung der fluktuationsbehafteten Registrierungen wurde folgendermaßen verfahren: Die Meßpunkte für A_B , A_R , ΔA_B und ΔA_R , die innerhalb von 48 Sekunden aufeinanderfolgen, wurden als gleichzeitig betrachtet. Mit den abgelesenen Ausschlägen wurde für jedes 48-Sekunden-Intervall ein Wert $\ln(A_B/A_R)$ bzw. $\ln \frac{1 - \Delta A_B/A_B}{1 - \Delta A_R/A_R}$ (siehe die Gl. 2.7 bzw. 2.8) berechnet und aus je 15 Werten 12-Minuten-Mittel gebildet. Den Zusammenhang mit den Feuchtwerten lieferten die Eichfaktoren gemäß Tab. 2 (S. 205).

5. Ergebnisse

5.1. Registrierbeispiele

Die Eichung und Erprobung der Apparatur fand während der Monate August bis Dezember 1964 statt. Dabei hatten die verschiedensten Meßbedingungen geherrscht. Einige der Auswertungsergebnisse seien hier als Beispiele wiedergegeben.

Die untere Kurve in Abb. 11 verbindet halbstündige Werte der absoluten Feuchte im unteren Meßniveau (Bodenabstand 0,33 m) zu einem Tagesgang, registriert vom 28. 8. 1964, 13.00 Uhr MEZ bis 29. 8. 1964, 17.30 MEZ. Dieser Zeitraum stellte Höhepunkt und Ende einer fünftägigen Hitzewelle dar, die bei wolkenlosem Himmel Temperaturen bis zu 30°C gebracht hatte (vgl. die Temperaturkurve). Die Feuchtekurve läßt die doppelte tägliche Welle erkennen, überlagert von einem orographisch bedingten Effekt: Die konvektionsbedingten

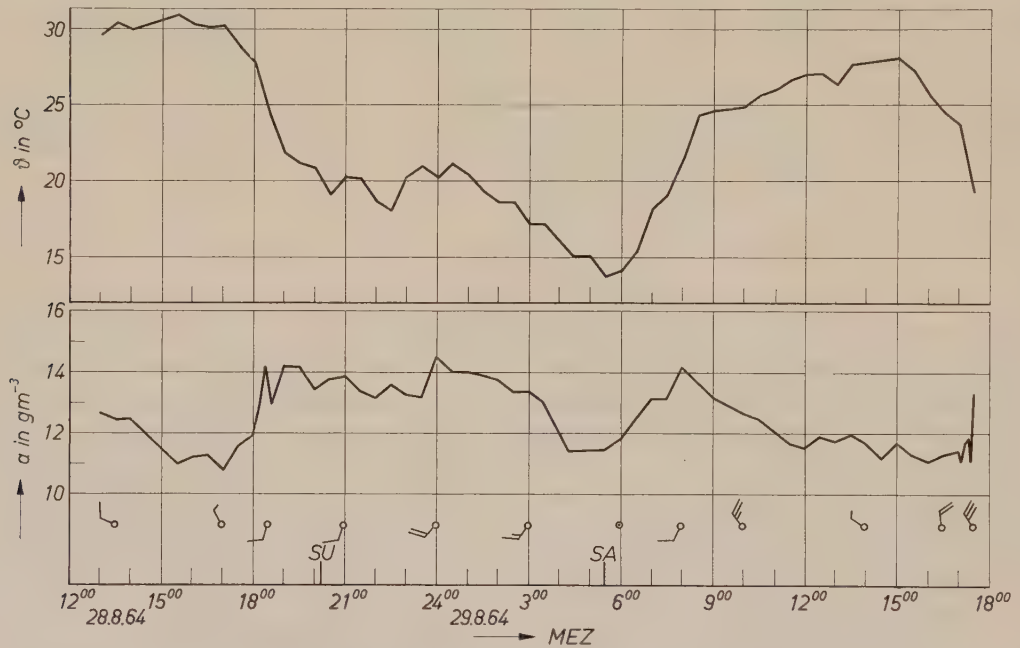


Abb. 11. Tagesgang der Temperatur und der absoluten Feuchte in 0,33 m Höhe, letztere aus einer Transmissionsregistrierung (Garching, 28./29. 8. 1964)

Minima sind an beiden Nachmittagen vorhanden, ebenso das Maximum am frühen Vormittag, das durch starke Verdunstung bei noch geringem Austausch gekennzeichnet ist. Während der Nachtstunden jedoch weichen die Werte vom ungestörten Verlauf ab. Bewölkung war nicht aufgetreten. Daher wäre nach Sonnenuntergang ein stärkerer Rückgang der bodennahen Feuchte bis zum absoluten Tagesminimum am frühen Morgen zu erwarten gewesen, ähnlich dem Temperaturverlauf. Die Erklärung für diese nächtliche Anhebung der Feuchtwerte ist folgende:

Der Meßplatz liegt am Westrand eines Waldstreifens, der sich entlang der Isar von SSW nach NNE erstreckt*. Wie der Böenschreiber auf der Spitze des 50 m hohen Stationsmastes anzeigte, kam der Wind am ersten Nachmittag aus nordwestlicher Richtung, d. h. über

* Eine eingehende Beschreibung des Geländes ist bei G. HOFMANN und H. KRAUS (1962) zu finden.

weithin offenes ausgetrocknetes Ackergelände. Gegen 18.00 Uhr drehte er auf SSW, behielt diese Richtung bis zum folgenden Vormittag bei und kehrte dann wieder auf NW zurück. Bei Tag wurde dadurch der Einfluß der feuchten Isarniederung ferngehalten, während er sich bei Nacht am Meßplatz durchsetzen konnte, insbesondere wenn der Wind böig auffrischte. Die Zunahme der SW-Strömung um 24.00 Uhr läßt vermuten, daß sich ein Hangabwind durchgesetzt hatte, der in klaren Nächten im Voralpenland häufig beobachtet wird und der von H. PRÜGEL (1942) als „Mitternachtswind“ bezeichnet wurde. Am Mittag des 29. August

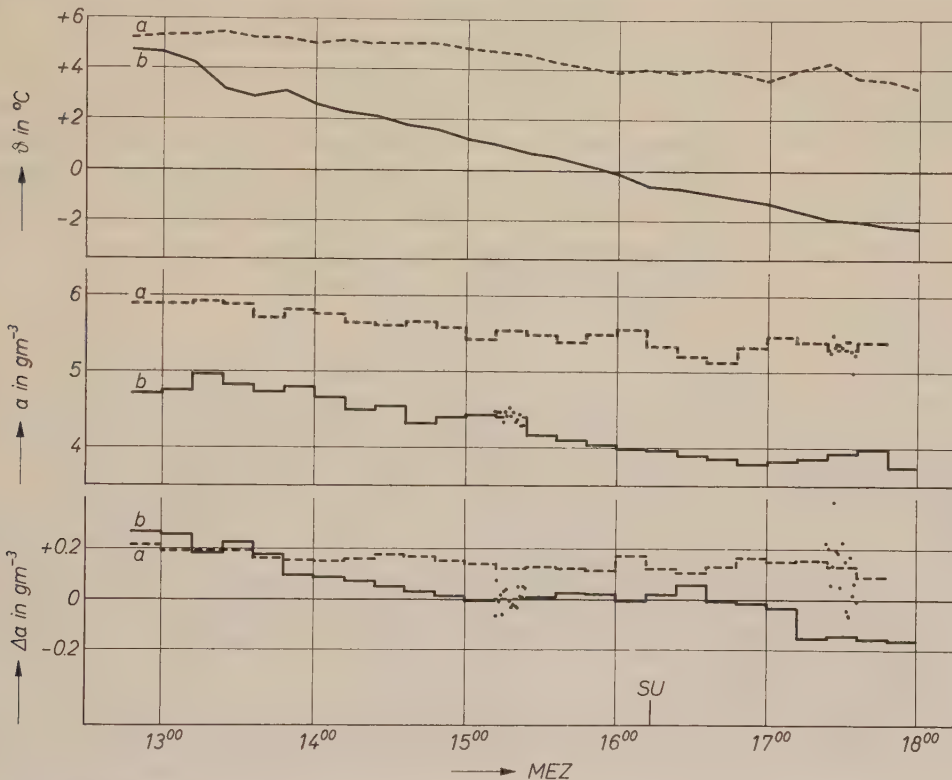


Abb.12. Temperatur, abs. Feuchte und abs. Feuchtedifferenz an einem bedeckten und einem klaren Dezembernachmittag in Garching. Kurven *a*: 7.12.1964 (bedeckt), Kurven *b*: 10.12.1964 (klar).

Temperaturkurve verbindet 12-Minuten-Werte. Treppenfunktion: 12-Minuten-Mittel.

Punkte: 48-sekundliche Einzelwerte

bildeten sich einzelne Cu- und Ac-Wolken; ab 15.00 Uhr kündigte sich die herannahende Front durch Eintrübung im Westen an. Diese erreichte um 17.25 den Meßplatz. Bei starken Böen stieg die absolute Feuchte jäh an, und der einsetzende Gewitterregen zwang um 17.30 zum Abbruch der Registrierungen.

Zwei weitere Beispiele sind in Abb.12 zusammengefaßt. Sie geben die Verhältnisse an einem klaren und einem bedeckten Nachmittag im Dezember wieder. Die Transmissions-ergebnisse sind als 12-Minuten-Mittel dargestellt.

Am 7. Dezember war der Himmel während der Messungen zu $\frac{7}{8}$ mit Sc opacus bedeckt. Der anfangs wehende NW-Wind flaute gegen Sonnenuntergang ganz ab. Bei leicht zurückgehender Temperatur und Feuchte zeigte der Feuchtegradient keine bemerkenswerte Änderung.

Anders die Kurven für den Strahlungstag. Hier erreicht die Temperatur kurz vor Sonnenuntergang die 0° -Grenze. Bei Rückgang der absoluten Feuchte verschwindet ihr Gradient schon 1 Stunde vor Sonnenuntergang: Der anfangs nach oben gerichtete Wasserdampfstrom steht jetzt still. 20 Minuten nach Sonnenuntergang wird der Gradient negativ. Der Wasserdampf fließt jetzt zum Boden hin und schlägt sich dort, wie beobachtet, an den Grashalmen als Reif nieder. Diese Umkehr des Wasserdampfstromes dürfte parallel gehen mit der (nicht gemessenen) Strahlungsbilanz des Erdbodens, die im Winter schon vor Sonnenuntergang negativ werden kann. Der Gang des Feuchtegradienten zeigte nach 16.00 Uhr einen deutlichen Zusammenhang mit der Windgeschwindigkeit, die in 50 m Höhe zwischen 16.00 und 16.25 Uhr von 9 auf 16 km/h zunahm. Gleichzeitig wurde, wie man der zugehörigen Kurve ansieht, die Feuchtedifferenz wieder positiv. Bis 17.10 Uhr ging darauf der Wind zurück auf 11 km/h und „sprang“ sodann innerhalb von 4 Minuten auf 6 km/h. Gleichzeitig war ein sprunghafter Rückgang im Feuchtegradienten zu beobachten. Die bodennahe absolute Feuchte selbst nahm nach 16.50 Uhr wieder zu. Dies deutet auf eine Ansammlung von Wasserdampf in den unteren Dezimetern bei abflauendem Wind und nach unten gerichtetem Feuchtestrom hin, wie er aus dem stark negativen Gradienten hervorgeht.

5.2. Meßgenauigkeit der Anordnung und Verbesserungsvorschläge

In Abb. 12 sind an einigen Stellen die 48-Sekunden-Werte als Punkte eingetragen. Die Streubreite der Punkte entspricht ungefähr $0,25 \text{ g m}^{-3}$, sowohl bei der Einzelstrahlungsmessung als auch bei der Differenzmessung. Die refraktionsbedingten Fluktuationen bestimmen damit die geringe Meßgenauigkeit und zeitliche Auflösung der gegenwärtigen Anordnung.

Dieser Mangel kann im Prinzip behoben werden und ist bei Geräten, die nur in einem Niveau messen, auch praktisch behoben (vgl. S. 213). Für eine genauere Messung der *Differenz* hingegen wird erheblicher technischer Mehraufwand nötig, der weitere Fehlerquellen mit sich bringt. Es ist z. B. denkbar, ΔI_R durch einen Servomechanismus dauernd auf Null abzugleichen und das Verhältnis $\Delta I_B/I_B$ mit zwei Detektoren und angeschlossenen logarithmischen Verstärkern zu messen.

Ein weiteres Problem technischer Art stellt die genaue Eichung dar. Um dabei von Witterungseinflüssen unabhängig zu sein, müßte eine „künstliche Atmosphäre“ im Labor hergestellt werden.

Durch eine Lichtquelle mit homogener Flächenleuchtdichte und durch Vermeidung thermisch verursachter Dejustierungen der Lichtbündel muß schließlich dafür gesorgt werden, daß keine Lampenausschnitte zur Abbildung kommen, deren Temperaturen um mehr als $\pm 10^\circ$ abweichen.

5.3. Prinzipielle Grenzen der Transmissionsmethode

Der Meßfehler, der übrigbleibt, wenn diese technischen Probleme gelöst sind, wird bestimmt durch Temperatur, Druck und kontinuierliche Extinktion auf der Meßstrecke. Die langsamen Gänge dieser drei Störkomponenten können durch Hilfsmessungen erfaßt und auf Grund der Gln. (4.1) und (4.7) als Korrekturen des Eichfaktors berücksichtigt werden.

Die kurzperiodischen Fluktuationen T' und S' (Sichtweite) bestimmen den atmosphärisch bedingten Rauschpegel der optischen Methode. Mit Hilfe der beiden erwähnten Gleichungen und des Zusammenhanges

$$-da = \frac{1}{k \cdot l} d \ln \tau = \frac{1}{k \cdot l} \frac{d\tau}{\tau} = \frac{1}{k \cdot l} d \ln C_u$$

erhält man aus T' und S' auf folgende Weise die rauschäquivalenten Feuchtefluktuationen $a_a' = |da|$: In Gl. (4.1) wird p'^* vernachlässigt, in (4.7) $T_g'^*$. Nimmt man $l = 100\text{ m}$ und $k = 7\text{ g}^{-1}\text{cm}^2$ (nach Tab. 2, S. 205) an und drückt die Sichtweite in Metern aus, wo wird

$$a_a' = 14,3 \left[0,25 \cdot \frac{1 - \tau(a)}{\tau(a)} \cdot \frac{T'}{T} + \frac{20}{S} \cdot \frac{S'}{S} \right]. \tag{5.1}$$

Die Transmissionsfunktion $\tau(a)$ ist in der Form $\tau[w(a)]$ in Abb.7 (S. 202) graphisch dargestellt. Unter Zugrundelegung konstanter Verhältnisse $T'/T = 0,004$ (Tab.1, S. 198) und $S'/S = 0,25$ (S. 210) wurde die Funktion $a_a'(a, S)$ in Tab.5 zahlenmäßig dargestellt. Rechts neben den Rauschamplituden wird außerdem das Signal-Rausch-Verhältnis a/a_a' angegeben.

Vergleichbare Größen für die Dampfdruckmessung mit einem Aspirationspsychrometer ergeben sich aus dem Temperaturablesfehler. Der Dampfdruck-Fehler de variiert dabei mit dem Dampfdruck selbst und in geringem Maße auch mit der Temperatur. Nach der SPRUNGschen Psychrometerformel folgt mit $d\vartheta = \pm 0,1^\circ\text{C}$:

bei e	17,5	9,2	1,7 Torr
de	0,21	0,16	0,15 Torr
e/de	83	57	11

Zusammenfassend ergibt sich folgendes Bild:

Die prinzipielle Meßgenauigkeit der Transmissionsmethode in der hier benutzten Anordnung (Filter, Weglänge) ist bei Sichtweiten um 500 m mit der realen Meßgenauigkeit der aspirierten Psychrometer vergleichbar. Bei höheren Sichtweiten ist sie größer, bei geringeren Sichtweiten kleiner. Die wirklich erreichte Meßgenauigkeit ist aus den in Abschnitt 5.2. dargelegten Gründen etwas geringer als die Psychrometergenauigkeit. Bei Ausschaltung der refraktionsbedingten Fluktuationen durch gleichzeitige Messung des Banden- und Referenzsignals läßt sie sich bis in den Bereich der prinzipiellen Meßgenauigkeit erhöhen. Das Rauschen des Detektors und des Verstärkers (Fluktuationen des Nullsignals in Abb.3) stellt dabei kein Hindernis dar, da es nach Umrechnung auf äquivalente Feuchtefluktuationen unterhalb von $0,06\text{ g m}^{-3}$ (bei Differenzmessung sogar $0,006\text{ g m}^{-3}$) bleibt.

Die rauschäquivalente Feuchte a_a' wurde für die Messung in *einem* Niveau berechnet. Für die Differenzmessung ist ein $\Delta a_a'$ zu definieren, welches je nach der Korrelation der Fluktuationen in den beiden Niveaus zwischen 0 und $2 a_a'$ liegen kann.

Tabelle 5. Rauschamplitude a_a' (in g m^{-3}) und Signal-Rauschverhältnis a/a_a' bei verschiedenen absoluten Feuchten und Sichtweiten

a	30 g m^{-3}		20 g m^{-3}		10 g m^{-3}		5 g m^{-3}		3 g m^{-3}		1 g m^{-3}	
	a_a'	a/a_a'	a_a'	a/a_a'	a_a'	a/a_a'	a_a'	a/a_a'	a_a'	a/a_a'	a_a'	a/a_a'
100 km	0,046	650	0,034	590	0,016	640	0,007	735	0,0042	705	0,0016	615
50 km	0,047	642	0,035	575	0,016	615	0,008	665	0,0050	600	0,0023	435
10 km	0,052	580	0,040	495	0,022	450	0,013	375	0,0107	280	0,0080	125
5 km	0,059	510	0,048	420	0,029	340	0,020	245	0,018	170	0,015	67
1 km	0,116	260	0,105	190	0,086	120	0,078	64	0,075	40	0,072	14
500 m	0,188	160	0,176	114	0,158	63	0,149	34	0,146	21	0,144	7
100 m	0,760	40	0,734	27	0,730	14	0,721	7	0,718	4	0,716	1,4

* Statt dp, dT, da, dT_g und dS sind jetzt die Fluktuationen p', T', a', T_g' und S' einzusetzen.

Gl.(5.1) läßt sich auf beliebige Weglängen verallgemeinern, wenn man den Faktor $20/S$ ersetzt durch $(0,2/S) \cdot l$. Dann folgt, daß das Gewicht der Sichtweiteschwankungen bei längeren Absorptionsstrecken größer wird. Dieser Nachteil wird jedoch dadurch abgeschwächt, daß der Extinktionskoeffizient im Mittel über eine lange Strecke weniger schwankt als im Mittel über eine kurze Strecke, daß also S'/S selbst kleiner wird. Wegen der abnehmenden Transmission wächst auch der Faktor $[1 - \tau(a)]/\tau(a)$ mit größer werdendem Absorptionsweg. Da aber T'/T aus dem gleichen Grunde wie S'/S abnimmt, wird auch dieser zweite, den Rauschpegel erhöhende Effekt wieder ausgeglichen.

Diese Zusammenhänge können aus zwei Gründen nur unsicher abgeschätzt werden: Erstens kann über die tatsächlich vorhandenen Fluktuationen von Temperatur und Sichtweite keine Aussage gemacht werden. Zweitens ist die in Gl.(5.1) enthaltene Beziehung für die Wellenlängenabhängigkeit des Extinktionskoeffizienten von der Aerosolgrößenverteilung abhängig und daher weder allgemein gültig noch konstant (vgl. O. W. GOES 1963, 1964).

Tab.5 gibt also nur einen groben Überblick über die Möglichkeiten und Grenzen der Absorptionsmethode. Bei Vorliegen genauerer Daten über die Fluktuationen von Temperatur und Sichtweite und über den Extinktionskoeffizienten läßt sie sich durch Modifikation der Gl.(5.1) jedoch leicht korrigieren. Ebenso lassen sich andere Filterkombinationen und Weglängen berücksichtigen.

6. Schluß

Mit dem Ziel, vertikale Feuchtedifferenzen über eine längere Wegstrecke gemittelt zu messen, wurde die optische Methode nach allen Richtungen hin geprüft und ihre Grenzen festgestellt. Wegen der vorgesehenen Differenzmessung gestattete es die Apparatur nicht, die refraktionsbedingten Fluktuationen der Strahlungsintensität zu eliminieren. Die erreichte Genauigkeit blieb deshalb im Bereich der Meßgenauigkeit aspirierter Psychrometer.

Abschätzungen ergaben, daß die optische Methode nach Verbesserung der Apparatur und bei wartungsfreiem Betrieb überall dort vorteilhaft eingesetzt werden kann, wo räumliche Mittelwerte der absoluten Feuchte und ihres vertikalen Gradienten verlangt werden. Die erreichbare Meßgenauigkeit übertrifft im ganzen Bereich der vorkommenden absoluten Feuchten, insbesondere aber bei niedrigen Werten, die Meßgenauigkeit herkömmlicher Verfahren. Sie wird begrenzt durch Fluktuationen der Temperatur und des Extinktionskoeffizienten (und damit der Sichtweite). Die Methode versagt bei Nebel und starkem Niederschlag. Sie versagt nicht bei Temperaturen unterhalb des Gefrierpunktes. Als Anwendungsbereich kommen daher insbesondere Messungen in Polargebieten in Frage.

Die Untersuchungen wurden im Meteorologischen Institut der Universität München durchgeführt. Herrn Professor Dr. F. MÖLLER bin ich für sein förderndes Wohlwollen zu großem Dank verpflichtet. Herr Dr. H.-J. BOLLE unterstützte mich mit vielerlei praktischen Hinweisen beim Aufbau der Apparatur und war stets zu anregenden und klärenden Diskussionen bereit. Ihm sei herzlich gedankt. Über alle Unklarheiten auf mikrometeorologischem Gebiet konnte ich mit Herrn Dr. A. BAUMGARTNER und Herrn Professor Dr. G. HOFMANN diskutieren; auch ihnen danke ich sehr. Letztgenanntem schulde ich besonderen Dank für die Ermöglichung der Messungen auf dem Gelände der meteorologischen Station beim Forschungsreaktor Garching. Mein Dank gilt weiterhin den wissenschaftlichen Mitarbeitern, Doktoranden und Diplomanden des Institutes, die mir stets in kollegialer Weise zur Seite standen.

Ich danke allen Mitgliedern der Institutswerkstatt, die bei Aufbau, Umbau und Installation der Meßapparatur mitgewirkt haben. Herr A. WELKER sorgte in dankenswerter Weise dafür, daß beim Erweiterungsbau des Stationsgebäudes die Belange der Transmissionsmessung berücksichtigt wurden. Die Deutsche Forschungsgemeinschaft ermöglichte die Durchführung der Arbeit durch Bereitstellung der erforderlichen Mittel.

Literatur

- E. J. BOCHAROV (1959), Absorption of radiation by moist air. Optical hygrometer, Bull. Acad. Sci. USSR, Sér. géogr. géophysique **1**, 104.
- K. BROCKS (1950), Die Lichtstrahlkrümmung in Bodennähe, Dt. Hydrogr. Z. **3**, 241–248.
- H. E. CRAMER, F. A. RECORD, J. E. TILLMAN, and H. C. VAUGHAN (1961), Studies of the spectra of the vertical fluxes of momentum, heat and moisture in the atmospheric boundary layer, Mass. Inst. Techn., annual report under contract Nr. DA-36-039-SC 80209.
- J. C. DE VOS (1954), A new determination of the emissivity of tungsten ribbon, Physica **20**, 690–714.
- L. G. ELAGINA (1962), Optical device for measuring the turbulent pulsations of humidity, Bull. Acad. Sci. USSR, Sér. géogr. géophysique **8**, 704–708.
- L. W. FOSKETT, N. B. FOSTER, W. R. THICKSTUN, and R. C. WOOD (1953), Infrared absorption hygrometer, Mon. Weath. Rev. **81**, 267.
- F. E. FOWLE (1912), The spectroscopic determination of aqueous vapor, Astrophysic. J. **35**, 149.
- F. E. FOWLE (1913), The determination of aqueous vapor above Mount Wilson, Astrophysic. J. **37**, 359–372.
- F. E. FOWLE (1915), The transparency of aqueous vapor, Astrophysic. J. **42**, 394–411.
- E. FRANKENBERGER (1951), Untersuchungen über den Vertikalaustausch in den unteren Dekametern der Atmosphäre, Ann. Meteor. **4**, 358–374.
- R. GEIGER (1961), Das Klima in der bodennahen Luftschicht, Vierte Auflage, Braunschweig.
- O. W. GOES (1960), Registrierung der Sichtweite auf einem Flughafen, Beitr. Phys. Atmos. **33**, 57–67.
- O. W. GOES (1963), Registrierung der Durchlässigkeit in verschiedenen Spektralbereichen in der Atmosphäre, Beitr. Phys. Atmos. **36**, 127–147.
- O. W. GOES (1964), Registrierung der Durchlässigkeit in verschiedenen Spektralbereichen in der Atmosphäre, Teil II, Beitr. Phys. Atmos. **37**, 119–131.
- M. H. HALSTEAD (1954), The fluxes of momentum, heat and water vapour in micrometeorology, Publ. Climat. [Seabrook] **7**, 326–361.
- F. HERZING (1937), Die Bestimmung des Wasserdampfgehaltes der Atmosphäre aus Registrierungen des Sonnenspektrums, Gerl. Beitr. Geophys. **49**, 71–96.
- D. H. HÖHN (1964a), Zur Bestimmung der absoluten Feuchte durch Messung der Absorption in den atmosphärischen Wasserdampfbanden, Infrared Phys. **4**, 239–251.
- D. H. HÖHN (1964b), Zur terrestrischen Intensitätsszintillation im nahen Infrarot, Beitr. Phys. Atmos. **37**, 264–277.
- G. HOFMANN (1960), Meteorologisches Instrumentenpraktikum, Univ. München, Met. Institut, Wiss. Mitt. Nr. 5.
- G. HOFMANN und H. KRAUS (1962), Der Aufbau der meteorologischen Station beim Forschungsreaktor München, Univ. München, Met. Institut, Wiss. Mitt. Nr. 7.
- J. N. HOWARD, D. L. BURCH, and D. WILLIAMS (1955), Near infrared transmission through synthetic atmospheres, Geoph. Res. Papers **40**.
- H. KOSCHMIEDER (1925), Theorie der horizontalen Sichtweite, Beitr. Phys. Atmos. **12**, 33–53 und 171–181.
- F. MÖLLER (1957), Strahlung in der unteren Atmosphäre, Hdb. d. Phys. **18**, 155–253.
- M. PRIVOVONSKY and M. R. NAGEL (1961), Tables of blackbody radiation functions, MacMillan, New York.
- D. J. PORTMAN, F. C. ELDER, E. RYZNAR and V. E. NOBLE (1962), Some optical properties of turbulence in stratified flow near the ground, J. geophys. Res. **67**, 8, 3223–3235.
- H. PRÜGEL (1942), Der „Mitternachtswind“ auf den oberbayrischen Seen, Meteorol. Z. **59**, 97–98.
- H. QUENZEL (1965), Ein Interferenzfilteraktinograph zur optischen Bestimmung des atmosphärischen Gesamtwasserdampfgehaltes, Dissertation München.

- G. H. RUPPERSBERG (1964), Registrierung der Sichtweite mit dem Streulichtschreiber, *Beitr. Phys. Atmos.* **37**, 252–263.
- W. SCHMIDT (1923), Der Massenaustausch in freier Luft und verwandte Erscheinungen, H. Grand, Hamburg.
- H. SIEDENTOPF und F. WISSHAK (1948), Die Szintillation der Strahlung terrestrischer Lichtquellen und ihr Gang mit der Tageszeit, *Optik* **3**, 430–443.
- W. F. STAATS, L. W. FOSKETT and H. P. JENSEN (1964), *Infrared absorption hygrometer*, Humidity and Moisture, Vol. 1, Reinhold Publ. Corp. New York.
- V. E. SUOMI and C. B. TANNER (1958), Evaporation estimates from heat budget measurements over a field crop, *Trans. Amer. Geophys. Un.* **39**, 298–304.
- H. U. SVERDRUP (1936), The eddy conductivity of the air over a smooth snow field, *Geofys. Publ.* **11**, 1–69.
- W. C. SWINBANK (1951), The measurement of vertical transfer of heat and water vapour by eddies in the lower atmosphere, *J. Meteorol.* **8**, 135–145.
- W. G. TANK and E. J. WERGIN (1964), A long path infrared hygrometer, *Humidity and Moisture*, Vol. 1, 481–491, Reinhold Publ. Corp., New York.
- J. H. TAYLOR and H. W. YATES (1957), Atmospheric transmission in the infrared, *J. opt. Soc. America* **47**, 223.
- C. W. THORNTHEWAITE and B. HOLZMAN (1939), The determination of evaporation from land and water surfaces, *Mon. Weath. Rev.* **67**, 4–11.
- J. WERNER (1952), Über die Bestimmung des Wasserdampfgehaltes der Atmosphäre aus den Wasserdampfbanden des Sonnenspektrums mittels Jenaer Interferenzfilter, *Ber. Dtsch. Wetterd.* **35**, 302–303.
- R. C. WOOD (1958), Improved infrared absorption spectra hygrometer, *Rev. sci. Instruments* **29**, 36–42.
- R. C. WOOD (1964), The infrared hygrometer—its application to difficult humidity measurement problems, *Humidity and Moisture* Vol. 1, 492–504, Reinhold Publ. Corp., New York.
- R. C. WOOD and C. B. JOHNSON (1960), Long path infrared hygrometer, an approach to space-integrated measurements of atmospheric water vapour, Paper presented at 3rd Conference on Agricultural Meteorology, Kansas City, Mo., May 1960.

Lebenslauf

Am 7. September 1935 wurde ich als ältester von drei Söhnen des Diplomlandwirts GOTTFRIED BERTRAM und seiner Ehefrau HERTA, geb. HAMANN, in Kassel geboren. Meine Kindheit verbrachte ich bis 1946 in Kassel, Wiesbaden und Preußisch-Börnecke (Bez. Magdeburg), die Zeit danach bis zum Studienabschluß in Armsheim (Rheinhessen) und Mainz. Von 1942 bis 1945 besuchte ich Volksschulen in Wiesbaden und Preußisch-Börnecke, anschließend kurzzeitig die Oberrealschule in Staßfurt und das humanistische Gutenberg-Gymnasium in Wiesbaden und seit 1947 das staatliche Gymnasium Alzey. Am dortigen naturwissenschaftlichen Zweig bestand ich 1954 die Reifeprüfung.

Im Wintersemester 1954/55 begann ich an der Universität Mainz das Studium der Mathematik, Physik und Geophysik. Dort legte ich im Juli 1957 die Diplomvorprüfung in Physik und nach Anfertigung einer experimentellen Diplomarbeit am I. Physikalischen Institut der Universität im Dezember 1961 die Diplomhauptprüfung ab. Während der Semesterferien übte ich als Werkstudent verschiedene, der Physik naheliegende Tätigkeiten aus, unter anderem bei der Firma Prakla, Ges. f. praktische Lagerstättenforschung m.b.H. und bei der Firma Carl Zeiß, Oberkochen.

Seit 1. Januar 1962 bin ich am Meteorologischen Institut der Universität München mit der Anfertigung dieser Dissertation beschäftigt.

